



Déformation et anisotropie sismique sous les frontières de plaques décrochantes en domaine continental

Mickael Bonnin

► To cite this version:

Mickael Bonnin. Déformation et anisotropie sismique sous les frontières de plaques décrochantes en domaine continental. Tectonique. Université Montpellier 2, 2011. Français. NNT: . tel-00767124

HAL Id: tel-00767124

<https://theses.hal.science/tel-00767124>

Submitted on 19 Dec 2012

HAL is a multi-disciplinary open access archive for the deposit and dissemination of scientific research documents, whether they are published or not. The documents may come from teaching and research institutions in France or abroad, or from public or private research centers.

L'archive ouverte pluridisciplinaire **HAL**, est destinée au dépôt et à la diffusion de documents scientifiques de niveau recherche, publiés ou non, émanant des établissements d'enseignement et de recherche français ou étrangers, des laboratoires publics ou privés.

UNIVERSITÉ MONTPELLIER 2
SCIENCES ET TECHNIQUES DU LANGUEDOC

THÈSE

Pour obtenir le grade de

DOCTEUR DE L'UNIVERSITÉ MONTPELLIER 2

Discipline : Structure et évolution de la Terre et des autres planètes

Ecole Doctorale : SIBAGHE

Présentée et soutenue publiquement

Par

Mickaël BONNIN

le 30 Novembre 2011

**Déformation et anisotropie sismique sous les frontières de plaques
décrochantes en domaine continental**

JURY

Guilhem BARRUOL	Chargé de Recherche (GR-IPGP)	Directeur de thèse
Jérôme BASCOU	Maître de Conférences (Université de Saint-Étienne - LMV)	Examinateur
Götz BOKELMANN	Professeur (University of Vienna – IMG)	Invité
Frédéric GUEYDAN	Professeur (Université Montpellier 2 - GM)	Examinateur
Laurent JOLIVET	Professeur (Université d'Orléans - ISTO)	Rapporteur
Michael KENDALL	Professeur (University of Bristol - DES)	Rapporteur
Christel TIBERI	Chargé de Recherche (GM)	Directrice de thèse

À mon grand-père, André

Remerciements

Je tiens en premier lieu à remercier **Guilhem** qui m'a encadré, qui a cru en moi et qui m'a soutenu depuis mon premier stage de recherche en M1 jusqu'à aujourd'hui, et dont la disponibilité sans faille et malgré les milliers de kilomètres qui nous séparent depuis plus d'un an maintenant m'a permis de mener ce travail de thèse dans de très bonnes conditions. Je veux également le remercier pour son éternelle bonne humeur et son optimisme qui m'ont permis de garder le moral même pendant les périodes difficiles. J'ai pris beaucoup de plaisir à travailler avec lui et j'espère que notre collaboration perdurera dans le futur.

Je remercie bien évidemment **Götz**, qui m'a permis de me lancer dans l'aventure de la thèse et qui m'a donné goût à la sismologie et à ses utilisations pour la compréhension de la géodynamique.

Je remercie de tout cœur **Andrea** et **Christel** qui m'ont accompagné pendant ma dernière année de thèse, qui m'ont beaucoup appris et qui ont pris pas mal de leur temps pour s'occuper de moi ! Merci à elles de m'avoir soutenu et d'avoir cru en moi ! Je veux aussi les remercier pour avoir fait de cette troisième année, l'année de ma thèse la plus riche en missions et en collaborations qui je l'espère porteront leurs fruits dans le futur.

Merci à **Jérôme Bascou**, **Frédéric Gueydan**, **Laurent Jolivet** et **Mike Kendall** pour avoir accepté d'être mes examinateurs ou rapporteurs et d'avoir pris de leur temps pour se pencher sur mes travaux.

Je tiens à remercier toutes les personnes avec qui j'ai pu collaborer, et notamment **Riad** que j'ai souvent dérangé ces derniers mois et qui a toujours eu la patience de me répondre ! Merci aussi à **Javier** pour son accueil et sa patience (lui aussi !) et pour m'avoir fait découvrir l'Argentine ! Merci à **James**, **Mike** et **Sébastien** pour leur aide précieuse avec les sismogrammes synthétiques et pour leur accueil.

Merci à toute l'équipe **Manteau/Interface** (ex-**Manteau/Noyau**) et au laboratoire **Géosciences Montpellier** qui m'ont accueilli durant ces trois années, et au sein desquels j'ai passé de très bons moments, notamment autour du café ! Un clin d'œil particulier à **Alain** et à **Sylvie** pour nos discussions, leurs conseils et leur intérêt à mon égard.

Merci ensuite aux enseignants du **DESTHEEM**, que j'ai eu, pour la grande majorité, beaucoup de plaisir à écouter durant mes années d'études et avec qui j'ai eu, et j'aurai, je n'en doute pas cette année, grand plaisir à travailler. Merci à eux de m'avoir communiqué leur passion pour les Sciences de la Terre et pour l'enseignement.

J'en viens maintenant à remercier tous mes amis et collègues thésards, et en premier lieu **Vincent**, mon fidèle co-bureau pendant 2 ans avec qui j'ai passé de très bons moments, que ce soit au labo ou ailleurs. Je te dis merci pour tout ce temps passé ensemble, pour nos fous rires, nos discussions passionnées (bien que pas toujours passionnante !), et pour ton soutien quotidien ☺ ! J'espère qu'on pourra se remémorer tout ça en d'autres lieux. Merci aussi à **Kate** et **Roberto**, et plus récemment à **Steeve** qui partagent tous les trois le même couloir que moi et avec qui j'ai plaisir à discuter (beaucoup) et à sortir (un peu) ! Bon courage à tous les trois pour la suite. Merci encore aux collègues ayant partagé mon bureau cette année, m'épargnant la solitude et ayant supporté mes coups de gueules ! Merci donc **Amel**, **Takako**, **Erwin** et **Sabrina** ! Enfin, un merci global aux thésards passés et présents de GM et notamment à **Thomas T.**, **Magali**, **Greg F.**, **Clémence**, **Thibault**, **Théo**, **Camille**...

Un énorme bisou à **Mike** qui comme moi fini sa thèse cette année et avec qui j'ai partagé les meilleurs moments de mes années universitaires et je l'espère de nombreux autres dans le futur. Vivement qu'on ait fini pour qu'on remette ça ma caille !! Bisous aussi à **Bruno** qui compte beaucoup pour moi et qui a toujours été là quoi qu'il advienne ! Merci pour toutes ces soirées à Saint-Clément qui m'ont permis de décompresser des semaines de boulot ! Merci aussi à **Emmanuelle** pour son amitié et nos virées à Vienne !

Merci enfin à mes parents et à ma sœur sur qui je peux toujours compter et qui m'ont donné les moyens d'arriver jusque là aujourd'hui ! Merci de m'avoir fait confiance et de m'avoir laisser embarquer dans cette aventure qu'est la thèse.

Et pour finir, merci à toi ma chérie pour tout le bonheur que tu m'apportes au quotidien et pour ton soutien indéfectible malgré ces derniers mois difficiles.

Résumé

Le travail réalisé pendant cette thèse a permis d'apporter de nouvelles contraintes sur le développement et la distribution de la déformation dans le manteau supérieur et plus particulièrement au niveau des grandes limites de plaques décrochantes. Grâce à l'apport de l'expérience USArray et d'une dizaine d'années d'enregistrements sismologiques supplémentaires, nous avons pu étudier, de manière précise, les variations d'anisotropie dans le voisinage de la Faille de San Andreas. Nous avons confirmé et étendu l'observation de deux couches anisotropes sous cette limite de plaque. On y observe une première couche localisée dans la lithosphère marquant la déformation induite à la limite de plaque, et une autre, asthénosphérique, cohérente avec l'anisotropie observée loin de la faille et d'origine plus discutée. Nous avons montré que la zone de déformation associée aux failles de San Andreas, Calaveras et d'Hayward a, vraisemblablement, une largeur d'au moins 40 kilomètres en base de lithosphère, sous chacune de ces failles. Nous avons ensuite procédé à la modélisation thermomécanique (ADELI) de la migration d'une limite de plaques décrochante couplée à une modélisation du développement de fabriques cristallographiques par une approche viscoplastique auto-cohérente (VPSC). Ceci nous a permis d'y observer le développement de la déformation et les conséquences des possibles interactions entre la déformation décrochante en surface et le cisaillement en base de lithosphère dû au déplacement horizontal des plaques. Les propriétés élastiques déduites des fabriques cristallographiques modélisées montrent que de telles interactions existent et provoquent, sous la limite de plaques, une rotation des orientations cristallographiques avec la profondeur. Le signal associé à ces rotations progressives n'est toutefois pas cohérent avec la présence de deux couches d'anisotropie comme proposée sous la faille de San Andreas. Nous pensons par conséquent qu'il existe, sous la Californie, une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère, permettant d'individualiser une déformation lithosphérique d'une déformation asthénosphérique. Nous estimons, en outre, que l'anisotropie observée dans l'asthénosphère sous la Californie ne peut être expliquée seulement par le cisaillement induit par le déplacement de la lithosphère Nord Amérique. En effet, les propriétés anisotropes obtenues par modélisation à partir d'une plaque se déplaçant dans une direction et une vitesse proche de celle de la plaque Amérique du Nord montrent qu'on ne peut espérer guère plus que quelques dixièmes de seconde de délai au bout de 10 Ma de déplacement. Les déphasages mesurés en Californie étant de l'ordre de 1,5 s, il est donc nécessaire d'invoquer la présence d'écoulements mantelliques actifs sous cette région.

MOTS CLEFS : anisotropie sismique, déphasage des ondes de cisaillement, limite de plaque décrochante, déformation, modélisation numérique, pétrophysique

Abstract

This work provides new constraints on the development and on the distribution of the deformation in the upper mantle and particularly beneath transform plate boundaries. USArray experiment and the remarkable increase of the dataset in California for the past ten years allowed us to scrutinize the lateral variations of the anisotropy in the vicinity of the San Andreas Fault zone. We have confirmed and increased the detection of two layers of anisotropy beneath this plate boundary. The first layer, located in the lithosphere, is related to the deformation induced at the fault, and the other one, located in the asthenosphere, is coherent with the anisotropy observed far from it, its origin is however less clear. We show that the deformation zone associated both to the San Andreas, Calaveras and Hayward Faults, is likely 40 km wide at 70 km depth. We then performed numerical thermomechanical modeling (ADELI) of the displacement of a transform plate boundary associated with the computation of the development of crystallographic fabrics using a viscoplastic self-consistent approach (VPSC). We analyzed the distribution of the deformation in the model and looked after the possible interactions at depth between deformation caused at surface by the strike-slip dynamic of the fault and the shearing at the base of the lithosphere caused by the horizontal displacement of the plates. Elastic properties derived from the crystallographic fabrics modeled, show that such interactions exist and induce, beneath the fault zone, a progressive rotation of the crystallographic fabrics with depth. Seismological signature of these smooth rotations is however not relevant with the presence of two anisotropic layers as proposed beneath California. We thus consider that a decoupling zone exists between the lithosphere and the asthenosphere beneath the California to account for the sharp separation between a lithospheric and an asthenospheric deformation. We furthermore estimate that anisotropy observed far from the San Andreas Fault in California cannot be explained only by the drag of the asthenosphere by the North America lithosphere as proposed in our article. Indeed, we can only expect few tenths of second of splitting delay from the anisotropic properties derived from the numerical modeling of a plate moving in the same direction and in the same velocity than the North American lithosphere only for 10 Ma of displacement. As delays observed in California rather reach 1.5 s, anisotropy in this region thus requires the existence of an active asthenospheric flow to be explained.

KEYWORDS: seismic anisotropy, shear wave splitting, transform plate boundaries, deformation, numerical modeling, petrophysics

Table des matières

Chapitre 1 - Introduction	1
1.1 Introduction générale : objectifs de la thèse – de la tectonique des plaques à la tectonique du manteau	1
1.2 Anisotropie sismique : définitions - origine - méthodes de mesure.....	3
1.2.1. Élasticité linéaire, propagation des ondes et anisotropie.....	4
1.2.1.1 Loi de Hooke.....	6
1.2.1.2 Milieu isotrope.....	7
1.2.1.3 Milieu anisotrope	9
1.2.1.4 Propagation d'une onde plane	10
1.2.1.5 Phénomène de biréfringence.....	12
1.2.1.6 Mesure du déphasage des ondes de cisaillement.....	14
1.2.2. Origine de l'anisotropie	16
1.2.2.1 Anisotropie à l'échelle du minéral	17
1.2.2.2 Orientation préférentielle du réseau cristallin (OPR).....	18
1.2.2.3 Orientation préférentielle de forme.....	19
1.2.3. Localisation de l'anisotropie.....	20
1.3 De l'intérêt de l'étude des zones de décrochement	25
1.3.1. Structure et géométrie	26
1.3.2. Occurrence et initiation des zones de décrochement.....	27
1.3.3. Limite de plaque en décrochement et anisotropie	28
1.4 Structure du mémoire	31
 Chapitre 2 - Déformation crustale et mantellique sous une limite de plaque décrochante : cas de la faille de San Andreas.....	 35
2.1 Mesures sismologiques de l'anisotropie mantellique sous la Californie Centrale	36
2.2 Localisation verticale de l'anisotropie : quantification de l'anisotropie crustale	54
2.2.1. Fonctions récepteur : principe et choix de la méthode.....	56
2.2.1.1 Déconvolution en domaine fréquentiel.....	58
2.2.1.2 Déconvolution itérative en domaine temporel.....	61
2.2.1.3 Choix de la méthode de déconvolution	62
2.2.2. Ondes Converties et Anisotropie Sismique.....	63
2.2.2.1 Mesures directes du déphasage des ondes PmS.....	64
2.2.2.2 Mesures à partir des fonctions récepteur :.....	66
2.2.3. Discussion et Conclusion.....	69
2.3 Partitionnement de la déformation sous la faille de San Andreas.....	74

2.3.1. Partitionnement vertical de la déformation	74
2.3.1.1 Partitionnement croûte / manteau lithosphérique	74
2.3.1.2 Découplage lithosphère / asthénosphère	77
2.3.2. Partitionnement latéral de la déformation : largeur de la limite de plaque	79
2.4 Conclusion	82
 Chapitre 3 - Modélisation numérique du développement de l'anisotropie sous une limite de plaque décrochante.....	85
3.1 Publication en préparation:	86
3.2 Effet de la durée d'extrapolation des vitesses de déformation sur les propriétés anisotropes.....	120
3.2.1. Orientations Préférentielles de Réseau (OPR) et propriétés élastiques	120
3.2.2. Etude du déphasage des ondes de cisaillement	125
3.2.3. Conséquences géodynamiques.....	127
3.3 Résumé et conclusions	129
 Chapitre 4 - Déformations superficielles et profondes sous la Faille Nord-Anatolienne, Turquie	131
4.1 Contexte géodynamique	132
4.1.1. Contexte géologique	132
4.1.2. Structures crustales et lithosphériques en Anatolie	133
4.1.3. Déformations de surface : des données géologiques et géodésiques aux mouvements des (micro)plaques	136
4.2 Mesures sismologiques de la déformation du manteau supérieur	139
4.2.1. Mesures d'anisotropie en Anatolie	139
4.2.2. De la présence de deux couches anisotropes sous la FNA.....	141
4.2.3. Discussions sur l'origine de l'anisotropie régionale.....	145
4.3 Comparaison de deux limites de plaques décrochantes : la Faille Nord Anatolienne et la Faille de San Andreas	146
4.3.1. Partitionnement de la déformation en surface.....	147
4.3.2. Âge de la faille et quantité de déformation associée.....	147
4.3.3. Structure de la lithosphère et partitionnement de la déformation en profondeur	148
4.4 Conclusion	150
 Chapitre 5 - Conclusions et perspectives	153
5.1 Conclusions	153
5.2 Perspectives.....	155
 Références (hors publications).....	157

Annexes	157
Mesures d'anisotropie sismique en Anatolie	168
Etude de l'anisotropie sismique sous les Alpes Occidentales	178

Chapitre 1 - Introduction

1.1 Introduction générale : objectifs de la thèse – de la tectonique des plaques à la tectonique du manteau

Depuis sa formation, il y a environ 4,5 Ga, la Terre a emmagasiné des quantités formidables d'énergie, notamment par la conversion en chaleur de l'énergie cinétique des corps accrétés lors de sa phase de croissance, et grâce à la désintégration, toujours active, d'éléments radioactifs de longue période. La dissipation de cette chaleur interne à la surface du globe a d'importantes conséquences sur le fonctionnement interne du système Terre.

En effet, grâce à l'importante différence de température entre la surface du globe et le sommet du noyau, le manteau, assimilable à l'échelle de plusieurs millions d'années à un fluide visqueux, s'anime de mouvements convectifs. Ce mode de dissipation de la chaleur est couplé en surface à la lithosphère, froide et rigide, qui elle, n'évacue la chaleur que par conduction et rayonnement. Ce couplage induit ainsi en surface un déplacement de la lithosphère conduisant à son morcellement en plaques lithosphériques. Les cellules de convection profondes se manifestent alors en surface par les points chauds et les dorsales océaniques, qui correspondent aux parties ascendantes des boucles convectives, et par les zones de subduction qui en sont les branches descendantes (Figure 1.1).

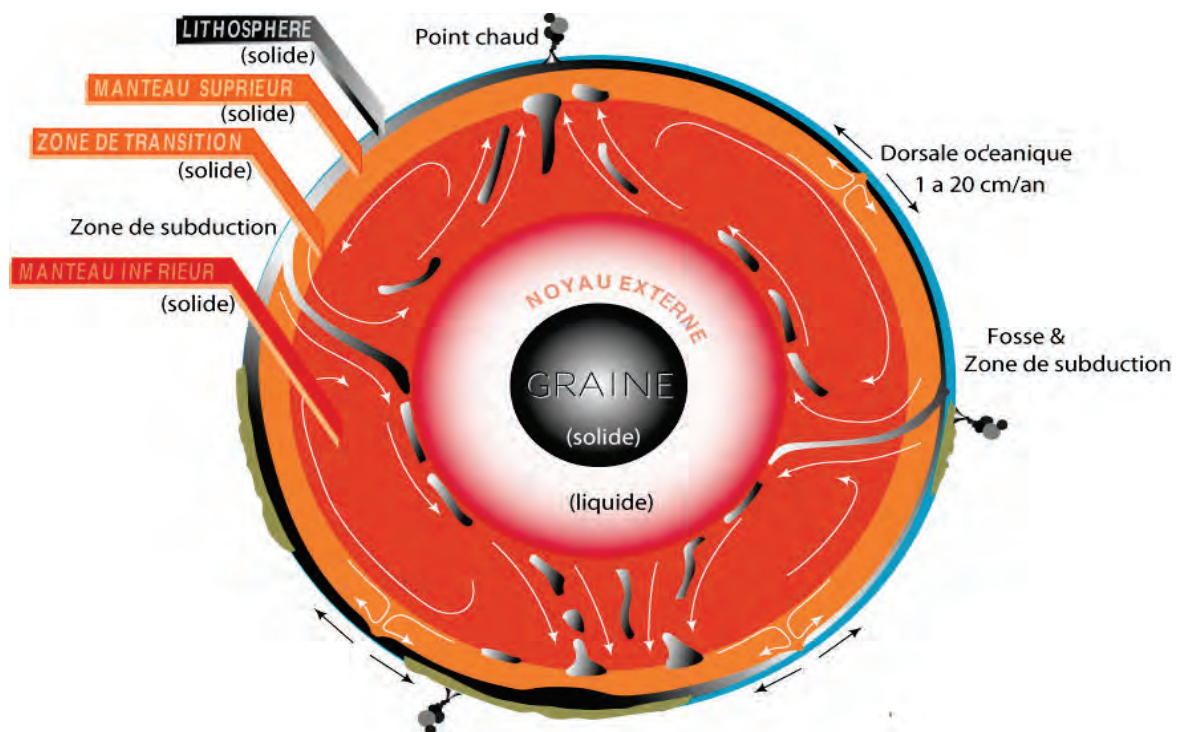


Figure 1.1: Coupe schématique du globe terrestre présentant les différentes interfaces et la circulation convective.

Ce déplacement des plaques en surface se manifeste à leur limite par une sismicité intense, du volcanisme, et plus généralement par une déformation importante. La croûte terrestre étant facile d'accès nous y avons une relativement bonne connaissance de la distribution de la déformation. Cependant, si la croûte représente la majeure partie du matériel déformé observable en surface, le manteau supérieur est lui aussi fortement impliqué dans les processus de déformation se produisant aux limites de plaques. En effet, l'observation de massifs ophiolitiques ou péridotitiques au cœur des zones de suture des grands orogènes actuels ou anciens montre systématiquement une déformation importante des roches mantelliques. Les xénolites, ces échantillons de roche remontés à la faveur des éruptions volcaniques, montrent cependant que cette déformation profonde n'est pas uniquement localisée aux interfaces de plaques. Elle semble également associée à des événements tectoniques anciens ou au déplacement des plaques en surface. Ces échantillons et affleurements de manteau supérieur mettent par conséquent en évidence le rôle prépondérant joué par ce dernier dans les processus de déformation liés à la tectonique des plaques. L'étude de la déformation mantellique est donc essentielle pour obtenir une meilleure compréhension de la dynamique des plaques, et plus largement pour une meilleure description des liens entre la convection mantellique profonde et de son couplage avec la surface. Les massifs péridotitiques et les xénolites ne fournissent cependant que des données parcellaires, limitées spatialement et souvent hors du contexte géodynamique actuel.

La sismologie est sans équivoque l'outil géophysique le plus puissant pour étudier la dynamique de la Terre profonde. Elle permet d'échantillonner des volumes importants de roches inaccessibles par l'observation directe. Très tôt, *Hess* [1964] avait remarqué que des ondes se déplaçant parallèlement à la direction d'expansion de la lithosphère Pacifique au large de la Californie se propageaient à des vitesses plus importantes que celles se déplaçant orthogonalement à cette direction. Il avait relié ce comportement anisotrope à l'alignement des cristaux d'olivine en réponse à un cisaillement dans le manteau sommital, donnant par là même, des indications sur les composantes de la déformation. Ce type d'anisotropie, qui relie la vitesse des ondes à leur direction de propagation est appelé anisotropie azimutale.

Les ondes de cisaillement vont également présenter une anisotropie dite de polarisation. Elles sont sensibles à la biréfringence du milieu qui provoque une double réfraction de l'onde pénétrant dans un milieu anisotrope et induit l'apparition de deux ondes de cisaillement se propageant à des vitesses différentes et polarisées selon des plans orientés à 90° l'un de l'autre. L'étude de cette anisotropie se base sur la mesure de deux paramètres : la direction de polarisation de l'onde rapide et le déphasage entre l'onde rapide et l'onde lente. Ces paramètres donnent respectivement une information sur l'axe de symétrie rapide du milieu et sur la longueur du trajet anisotrope suivi par l'onde. Obtenus à partir d'ondes de cisaillement téléseismiques à angle d'incidence quasi-vertical, ils permettent, avec une résolution latérale inégalée d'imager la déformation intégrée le long du trajet de l'onde et d'obtenir une estimation de l'épaisseur de la zone déformée.

L'étude du déphasage des ondes de cisaillement, ces trente dernières années, a révolutionné notre vision de la déformation de la Terre profonde en établissant des cartes d'anisotropie d'une grande résolution latérale (< 50 kilomètres), dans tous types de contextes géodynamiques [Silver, 1996; Savage, 1999]. Le développement continu des réseaux sismologiques permanents à la surface du globe fait que ces observations sont plus que jamais d'actualité, mais, bien que ces études soient désormais routinières et puissent être menées sur des quantités de données sans cesse accrues, elles présentent néanmoins un inconvénient de taille : une absence de résolution verticale.

En effet, comme nous l'avons évoqué plus haut, l'étude du déphasage des ondes de cisaillement se fait généralement à partir d'ondes téléseismiques réfractées à l'interface manteau/noyau qui intègrent donc théoriquement l'anisotropie sur toute l'épaisseur du manteau. Ce manque de résolution verticale dans les mesures de déphasage des ondes de cisaillement conduit inévitablement à d'importantes discussions sur l'origine de l'anisotropie, en particulier dans les cas où les directions de polarisation mesurées ne correspondent à aucune structure observée en surface. Le fil conducteur de ce travail de thèse est ainsi de discuter et d'apporter des contraintes fortes sur la localisation et la répartition de la déformation en profondeur et plus particulièrement dans le manteau supérieur, afin de mieux comprendre les relations pouvant exister entre la dynamique profonde et le mouvement des plaques en surface. Pour ce faire, nous nous sommes focalisés sur les zones d'interactions maximales entre la surface et le manteau, c'est à dire au niveau des frontières de plaques, et plus particulièrement celles en décrochement. Les limites de plaques décrochantes, contrairement aux autres limites de plaques qui ont une structure tridimensionnelle, présentent une géométrie principalement bidimensionnelle : elles ont généralement une trace rectiligne en surface et leur structure profonde est purement verticale. Leur géométrie étant bien contrainte, il est donc relativement aisé de discriminer le signal anisotrope associé à ces failles d'autres signaux et ainsi d'écarter l'hypothèse de variations des propriétés anisotropes dues à un changement de la géométrie de la limite de plaques.

Dans la suite de cette partie, nous allons brièvement rappeler la signification physique de l'anisotropie sismique, à travers les problèmes d'élasticité linéaire et de propagation des ondes. Nous discuterons ensuite l'origine de l'anisotropie et de sa localisation en profondeur pour ensuite nous intéresser aux méthodes permettant de la mesurer. Nous commenterons dans un deuxième temps l'intérêt géodynamique d'étudier les limites de plaques en décrochement, qui sont des objets relativement rares en domaine continental à l'échelle du globe.

1.2 Anisotropie sismique : définitions - origine - méthodes de mesure

L'anisotropie définit un milieu dont les propriétés physiques varient en fonction de la direction étudiée. Dans le cadre de ce travail de thèse nous nous sommes focalisés sur l'étude de l'anisotropie sismique, c'est à dire sur la variation des vitesses des ondes sismiques en fonction de leur direction de propagation (Figure 1.2).

Afin de bien comprendre les phénomènes physiques qui découlent de la propagation d'une onde sismique dans un milieu élastiquement anisotrope, nous avons décidé de présenter dans la section qui va suivre quelques rappels de mécanique permettant d'introduire les concepts d'élasticité linéaire et de propagation des ondes dans un milieu continu homogène, d'abord isotrope puis anisotrope. Pour ce faire nous nous sommes principalement basés sur les ouvrages de *Ranalli* [1995] et *Turcotte et Schubert* [1982] pour la partie concernant la relation contrainte/déformation, et ceux de *Stein et Wysession* [2003], *Lay et Wallace* [1995] et *Shearer* [1999] pour les aspects concernant l'anisotropie sismique. Une description exhaustive de la théorie de la propagation des ondes dans les milieux anisotropes est donnée à titre d'exemple par *Babuska et Cara* [1992] ou *Tsvankin* [2001].

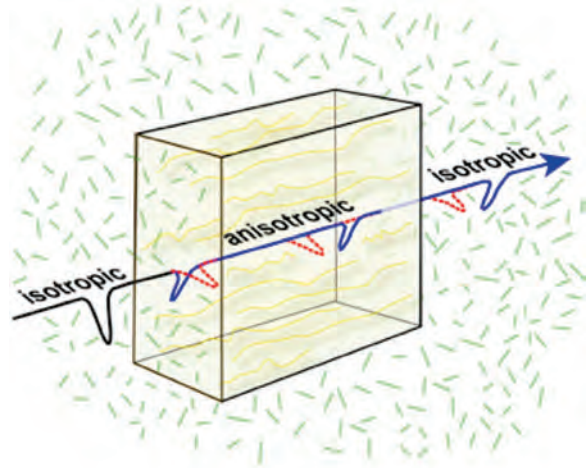


Figure 1.2: Schéma illustrant le phénomène de double réfraction d'une onde de cisaillement au travers d'un milieu anisotrope

1.2.1. Élasticité linéaire, propagation des ondes et anisotropie

Quand une force est appliquée à un milieu continu, chaque point de ce milieu est influencé par cette force. Il en existe deux types : les forces de volume, qui, comme leur nom l'indique, sont proportionnelles au volume et à la masse de l'objet qui leur est soumis, et les forces de contact qui dépendent quant à elles de la surface sur laquelle elles opèrent. L'exemple le plus connu de force de

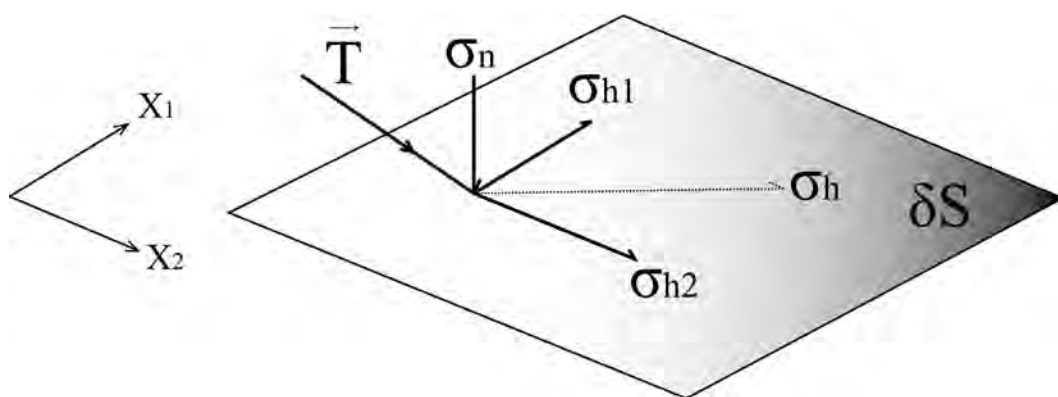


Figure 1.3: Schéma présentant les composantes de la contrainte agissant sur la surface δS . Modifié d'après [Wüstefeld, 2007]

volume est sans doute l'accélération de gravité, la pression étant son pendant pour les forces de contact.

En général, toute force appliquée à un milieu continu va induire une déformation de ce milieu. Les forces internes, propres à chaque système, tendent cependant à résister à cette déformation. En conséquence, et pour de petites quantités de déformation, le milieu va retrouver sa forme et son volume initial une fois les forces extérieures retirées. Si ce retour à l'état initial est parfait, le milieu est dit élastique. Il existe donc une relation entre la contrainte appliquée et la déformation subie par le milieu : cette relation est appelée Loi de Hooke.

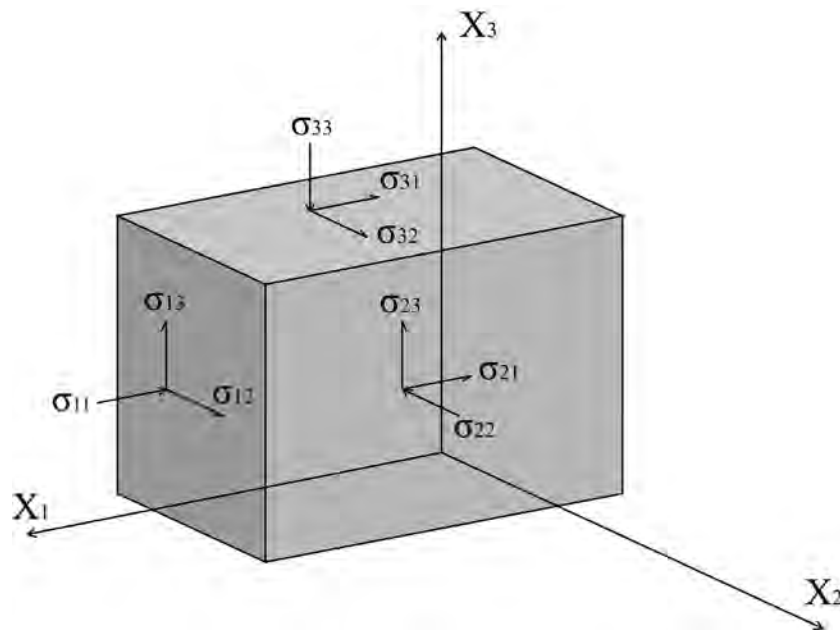


Figure 1.4: Représentation de la contrainte agissant sur un bloc élémentaire infinitésimal. Modifié d'après [Wüstefeld, 2007]

Mais commençons d'abord par essayer de quantifier l'état de contrainte résultant d'une force \vec{F} à un point P. Pour ce faire considérons P comme un volume infinitésimal dont chaque face est nommée δS . La traction \vec{T} résultant de cette force et qui s'applique à la surface du volume peut être décomposée en une contrainte normale (σ_n) et tangentielle (σ_h) à cette surface (Figure 1.3). La composante tangentielle peut aussi être exprimée en fonction de composantes parallèles aux axes des coordonnées. Si on extrapole à un cas tridimensionnel, comme proposé sur la Figure 1.4, une contrainte σ_{ij} est définie comme agissant sur le plan i le long de la direction j . En conséquence, les composantes présentant des indices égaux correspondent aux contraintes normales et celles présentant des indices différents, aux contraintes tangentielles. Si le milieu est en équilibre statique, la somme de toutes les composantes de la contrainte ainsi que le moment total sont nuls. Il en résulte que :

$$\sigma_{ij} = \sigma_{ji}$$

Seuls six paramètres du tenseur de contraintes suffisent donc à définir complètement l'état de contrainte en tout point P du milieu continu :

$$\sigma_{ij} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{21} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{31} & \sigma_{32} & \sigma_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \sigma_{11} & \sigma_{12} & \sigma_{13} \\ \sigma_{12} & \sigma_{22} & \sigma_{23} \\ \sigma_{13} & \sigma_{23} & \sigma_{33} \end{pmatrix} \quad \text{avec } i, j = 1, 2, 3$$

La déformation ε induite sur ce milieu par un état de contrainte donné est définie par le tenseur de déformation infinitésimal :

$$\varepsilon_{ij} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{21} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{31} & \varepsilon_{32} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} \varepsilon_{11} & \varepsilon_{12} & \varepsilon_{13} \\ \varepsilon_{12} & \varepsilon_{22} & \varepsilon_{23} \\ \varepsilon_{13} & \varepsilon_{23} & \varepsilon_{33} \end{pmatrix} \quad \text{avec } i, j = 1, 2, 3$$

La symétrie du tenseur permet une nouvelle fois de se limiter à six paramètres pour décrire la déformation en tout point du milieu :

$$\varepsilon_{ij} = \varepsilon_{ji}$$

1.2.1.1 Loi de Hooke

La loi de Hooke stipule que, pour une quantité infinitésimale de déformation, il existe une relation linéaire entre la contrainte et la déformation. Un milieu répondant à une telle caractéristique est dit linéaire élastique. La Loi de Hooke est décrite sous sa forme générale par :

$$\sigma_{ij} = C_{ijkl} \varepsilon_{kl} \quad \text{avec } i, j, k, l = 1, 2, 3$$

Le tenseur de quatrième ordre C_{ijkl} , appelé tenseur élastique, est composé de 81 paramètres. Il définit, comme son nom l'indique, les propriétés élastiques d'un milieu. Sous sa forme complète, la manipulation de ce tenseur se révèle relativement compliquée (81 entrées), cependant le jeu des symétries permet de réduire fortement le nombre de paramètres indépendants qui chute alors à 36 :

$$C_{ijkl} = C_{jikl} = C_{ijlk} = C_{jilk}$$

La centro-symétrie du milieu permet de réduire le nombre de paramètres indépendant de 36 à 21 :

$$C_{ijkl} = C_{klij}$$

En Sciences de la Terre, le cristal est généralement considéré comme la plus petite entité matérielle et de lui vont dépendre les propriétés physiques du milieu. Or, ils sont rarement isotropes élastiquement et présentent des symétries qui vont permettre de réduire encore le nombre de paramètres nécessaires à décrire complètement le tenseur élastique. Il existe en tout sept symétries cristallines différentes, chacune associée à un nombre précis de paramètres élastiques indépendants. La plus faible symétrie est le système triclinique caractérisé par les 21 paramètres du tenseur élastique. Par ordre de symétrie croissant on va ensuite trouver : le système monoclinique (13 paramètres), orthorhombique (9 paramètres), tétragonal (7 ou 6 paramètres), trigonal (7 ou 6 paramètres), hexagonal (5 paramètres), cubique (3 paramètres) et isotrope (2 paramètres).

Afin de simplifier au maximum la manipulation du tenseur élastique, il est donc nécessaire de bien connaître les éventuelles symétries présentes dans le milieu et la minéralogie des roches traversées par les ondes sismiques.

1.2.1.2 Milieu isotrope

L'isotropie est encore aujourd'hui le comportement élastique le plus couramment utilisé pour décrire la Terre, notamment dans les études à grande échelle telles que les tomographies globales. En effet, C_{ijkl} étant dans ce cas, invariant quelle que soit la direction, le nombre de paramètres indépendant est alors réduit à deux, ce qui simplifie énormément les équations :

$$C_{ijkl} = \lambda \delta_{ij} \delta_{kl} + \mu (\delta_{ij} \delta_{kl} + \delta_{il} \delta_{jk})$$

λ et μ sont les coefficients de Lamé et δ correspond au symbole de Kronecker. μ définit le module de cisaillement et décrit la résistance du milieu au cisaillement :

$$\sigma_{ij} = 2\mu \varepsilon_{ij} \quad \text{avec } i \neq j$$

Le module d'élasticité isostatique K (*bulk modulus* en anglais) est défini comme le rapport entre la contrainte isostatique et le changement de volume induit :

$$\frac{1}{3} \sigma_{ii} = K \varepsilon_{ii}$$

Dans le cas de contraintes uniaxiales ($\sigma_{11} = \sigma_{22} = \sigma_{33} \neq 0$), le module de Young E relie la contrainte imposée au milieu à la déformation dans la même direction :

$$\sigma_{ij} = E \varepsilon_{ii}$$

Finalement, le coefficient de Poisson ν , également assujéti aux contraintes uniaxiales, est le rapport entre la déformation horizontale et la déformation verticale :

$$\nu = -\frac{\varepsilon_{jj}}{\varepsilon_{ii}}$$

Ces différents paramètres sont reliés les uns aux autres par les relations suivantes :

$$\lambda = \frac{E\nu}{(1+\nu)(1-2\nu)}$$

$$\mu = \frac{E}{2(1+\nu)}$$

$$\nu = \frac{\lambda}{2(\lambda + \mu)}$$

$$\frac{1}{E} = \frac{\lambda + \mu}{\mu(3\lambda + 2\mu)}$$

Dans le cas d'un milieu linéaire élastique isotrope, le module d'élasticité isostatique, le module de cisaillement et la masse volumique ρ définissent les vitesses des ondes de compression V_p et des ondes de cisaillement V_s :

$$V_p = \sqrt{\frac{K + \frac{4}{3}\mu}{\rho}}$$

$$V_s = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

Dans les relations qui vont suivre il est plus pratique d'exprimer le tenseur élastique C_{ijkl} dans la convention de Voigt qui permet de transformer le tenseur 3x3x3x3 en une matrice 6x6 :

$$c_{mn} = \begin{pmatrix} C_{1111} & C_{1122} & C_{1133} & C_{1123} & C_{1113} & C_{1112} \\ C_{2211} & C_{2222} & C_{2233} & C_{2223} & C_{2213} & C_{2212} \\ C_{3311} & C_{3322} & C_{3333} & C_{3323} & C_{3313} & C_{3312} \\ C_{2311} & C_{2322} & C_{2333} & C_{2323} & C_{2313} & C_{2312} \\ C_{1311} & C_{1322} & C_{1333} & C_{1323} & C_{1313} & C_{1312} \\ C_{1211} & C_{1222} & C_{1233} & C_{1223} & C_{1213} & C_{1212} \end{pmatrix} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & c_{14} & c_{15} & c_{16} \\ c_{21} & c_{22} & c_{23} & c_{24} & c_{25} & c_{26} \\ c_{31} & c_{32} & c_{33} & c_{34} & c_{35} & c_{36} \\ c_{41} & c_{42} & c_{43} & c_{44} & c_{45} & c_{46} \\ c_{51} & c_{52} & c_{53} & c_{54} & c_{55} & c_{56} \\ c_{61} & c_{62} & c_{63} & c_{64} & c_{65} & c_{66} \end{pmatrix}$$

Comme nous l'avons dit plus haut, ce tenseur peut être exprimé à l'aide de deux paramètres dans le cas d'un milieu isotrope, ces paramètres étant les coefficients de Lamé λ et μ :

$$c_{mn} = \begin{pmatrix} \lambda + 2\mu & \lambda & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda + 2\mu & \lambda & 0 & 0 & 0 \\ \lambda & \lambda & \lambda + 2\mu & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & \mu & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & \mu & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & \mu \end{pmatrix}$$

1.2.1.3 Milieu anisotrope

La formulation anisotrope introduit un peu plus de complexité dans la formulation du tenseur élastique mais permet de prendre en compte le comportement réel des matériaux terrestres. Le comportement d'un milieu stratifié étant assimilable à une symétrie hexagonale et l'olivine, orthorhombique, étant le minéral dominant dans le manteau supérieur, les symétries hexagonales et orthorhombiques sont les plus couramment employées pour décrire les propriétés sismiques de la Terre.

Les milieux à anisotropie hexagonale sont caractérisés par un seul plan d'isotropie et un seul axe de symétrie. Ce comportement peut être causé par l'anisotropie intrinsèque de certains minéraux (par ex. la biotite, la serpentine, etc.) ou par une succession de couches présentant des propriétés élastiques différentes. Dans ce cas, les couches doivent être fines devant la longueur d'onde de l'onde s'y propageant. L'anisotropie hexagonale, également appelée transverse isotrope, peut être complètement définie par cinq paramètres. En supposant que l'axe de symétrie soit parallèle à X_3 , le tenseur élastique peut s'exprimer de la manière suivante :

$$c_{mn}^{trans} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{11} - 2c_{66} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{11} - 2c_{66} & c_{11} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{13} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix}$$

Les milieux à symétrie orthorhombique se caractérisent par trois axes de symétrie orthogonaux. Le minéral le plus abondant du manteau supérieur, l'olivine, fait partie de cette classe. Si les axes de coordonnées sont alignés avec les axes de symétrie du système, le tenseur élastique peut s'écrire de la manière suivante :

$$c_{mn}^{ortho} = \begin{pmatrix} c_{11} & c_{12} & c_{13} & 0 & 0 & 0 \\ c_{12} & c_{22} & c_{23} & 0 & 0 & 0 \\ c_{13} & c_{23} & c_{33} & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & c_{44} & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & c_{55} & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & c_{66} \end{pmatrix}$$

Le tenseur élastique (en GPa) de l'olivine vaut [Kumazawa et Anderson, 1969] :

$$c_{ij} = \begin{pmatrix} 323.7 & 66.4 & 71.6 & 0 & 0 & 0 \\ 66.4 & 197.6 & 75.6 & 0 & 0 & 0 \\ 71.6 & 75.6 & 235.1 & 0 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 64.6 & 0 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 78.7 & 0 \\ 0 & 0 & 0 & 0 & 0 & 79 \end{pmatrix}$$

1.2.1.4 Propagation d'une onde plane

Les ondes planes supposent que le déplacement ne varie que dans la direction de propagation de l'onde. Le déplacement \vec{u} à la position \vec{x} vaut :

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{f}(t - \vec{s}\vec{x})$$

Où $\vec{s} = \frac{\hat{n}}{V}$ correspond au vecteur lenteur dont la magnitude est l'inverse de la vitesse V , \hat{n} est un vecteur unitaire, t est le temps et \vec{f} est une fonction arbitraire correspondant à la forme d'onde. Une onde plane harmonique ayant une vitesse angulaire ω , peut ainsi être écrite :

$$\vec{u}(\vec{x}, t) = \vec{A}(\omega) e^{-i\omega\left(\frac{\hat{n}\vec{x}}{V-t}\right)}$$

La propagation de l'onde élastique étant gouvernée par la Loi de Hooke, une écriture en équation différentielle permet d'exprimer l'onde plane par :

$$\rho \frac{\partial^2 u_i}{\partial t^2} - C_{ijkl} \frac{\partial^2 u_k}{\partial x_j \partial x_l} = 0$$

où ρ est la masse volumique du milieu, u_i le vecteur déplacement et x_i les coordonnées cartésiennes. Notons que l'anisotropie est introduite dans cette équation par le tenseur élastique C_{ijkl} . En insérant ce résultat dans l'équation différentielle on obtient l'équation de Christoffel :

$$(M_{ik} - \rho V^2 \delta_{ik}) E_k = 0$$

M_{ik} est la matrice de Christoffel qui va être fonction des propriétés du matériel et de la direction de propagation de l'onde :

$$M_{ij} = C_{ijkl} n_j n_i$$

Les valeurs propres sont déterminées par :

$$\det(M_{ij} - \rho V^2 \delta_{ij}) = 0$$

La solution de cette équation conduit à trois valeurs possibles du carré de la vitesse V : la vitesse de l'onde P et celles de deux ondes S (S_H et S_V). Comme nous l'avons vu plus haut, les deux ondes S sont identiques en milieu isotrope, on a donc :

$$\alpha = V_P^{iso} = \sqrt{\frac{\lambda + 2\mu}{\rho}}$$

$$\beta = V_S^{iso} = \sqrt{\frac{\mu}{\rho}}$$

Dans un milieu anisotrope, les vitesses sont obtenues à partir des trois valeurs propres de l'équation de Christoffel. Les trois vecteurs propres spécifient quant à eux la polarisation des différentes ondes. Backus [1965] a montré que pour des anisotropies faibles, les vitesses, qui dépendent du backazimut de l'onde, peuvent être approximées au premier ordre par :

$$V_P^2 = A + B_c \cos 2\theta + B_s \sin 2\theta + C_c \cos 4\theta + C_s \sin 4\theta$$

$$V_{S\parallel}^2 = D + E_c \cos 4\theta + E_s \sin 4\theta$$

$$V_{S\perp}^2 = F + G_c \cos 2\theta + G_s \sin 2\theta$$

où V_P est la vitesse de l'onde P , et $V_{S\parallel}$ et $V_{S\perp}$ respectivement celles des ondes de cisaillement parallèle et perpendiculaire à l'axe rapide de symétrie. Les coefficients dépendent des constantes élastiques :

$$A = \frac{3}{8} (C_{1111} + C_{2222}) + \frac{1}{4} (C_{1122} + 2C_{1212})$$

$$B_c = \frac{1}{2} (C_{1111} - C_{2222})$$

$$\begin{aligned}
B_s &= (C_{2111} + C_{1222}) \\
C_c &= \frac{1}{8}(C_{1111} + C_{2222}) - \frac{1}{4}(C_{1122} + 2C_{1212}) \\
C_s &= \frac{1}{2}(C_{2111} - C_{1222}) \\
D &= \frac{1}{8}(C_{1111} + C_{2222}) - \frac{1}{4}(C_{1122} - 2C_{1212}) \\
E_c &= -C_c \\
E_s &= -C_s \\
F &= \frac{1}{2}(C_{1313} + C_{2323}) \\
G_c &= \frac{1}{2}(C_{1313} - C_{2323}) \\
G_s &= C_{2313}
\end{aligned}$$

où les indices c et s représentent respectivement les composantes affiliées à un cosinus ou à un sinus.

1.2.1.5 Phénomène de biréfringence

Quand une onde de cisaillement pénètre dans un milieu anisotrope, l'onde de cisaillement subit une double réfraction qui induit la formation de deux ondes se propageant à des vitesses différentes et dont les plans de polarisation sont orientés à 90° l'un de l'autre.

Les équations qui vont suivre, et qui formalisent le phénomène de biréfringence, ont été décrites principalement par *Vinnik et al.* [1989] et *Silver et Chan* [1991]. Soit une onde de cisaillement se propageant verticalement dans un milieu isotrope, le déplacement associé à sa propagation est exprimé dans le référentiel de l'onde (radial (R), transverse (T) et vertical (Z)) par :

$$u_{iso}(z, t) = \begin{cases} u_R = a_0 \exp\left(i\omega\left(t - \frac{z-z_0}{V_{S_0}}\right)\right) \\ u_T = 0 \\ u_Z = 0 \end{cases}$$

où $V_{S_0}(z)$ est la vitesse de l'onde de l'onde S dans le milieu isotrope. Dans un référentiel géographique, correspondant au référentiel d'un sismomètre (Nord (N), Est (E), Vertical (Z)), ce déplacement est exprimé par :

$$u_{iso}(z, t) = \begin{cases} u_E = a_0 \cos \psi \exp\left(i\omega\left(t - \frac{z-z_0}{V_{S_0}}\right)\right) \\ u_N = a_0 \sin \psi \exp\left(i\omega\left(t - \frac{z-z_0}{V_{S_0}}\right)\right) \\ u_Z = 0 \end{cases}$$

où ψ est le backazimut.

Imaginons maintenant que l'onde pénètre à la profondeur z_0 dans un milieu anisotrope à axes de symétrie horizontaux. L'hypothèse d'axes de symétrie horizontaux permet de réduire le problème à deux dimensions, la composante verticale étant identique quelle que soit l'onde considérée. Si ψ_A est l'angle entre le Nord géographique et la direction du plan de polarisation de l'onde rapide (θ), et u_f et u_s correspondant respectivement au déplacement de l'onde rapide et de l'onde lente, alors :

$$u_{aniso}(z, t) = \begin{bmatrix} u_f \\ u_s \end{bmatrix} = e^{(i\omega t)} \begin{bmatrix} e^{i+} & 0 \\ 0 & e^{i-} \end{bmatrix} \times \begin{bmatrix} \cos \psi_A & \sin \psi_A \\ -\sin \psi_A & \cos \psi_A \end{bmatrix} \begin{bmatrix} a_N \\ a_E \end{bmatrix}$$

où
$$e^{i+} = \exp\left(-i\omega \frac{z-z_0}{V_{S_0} + \frac{\delta V_S}{2}}\right) \text{ et } e^{i-} = \exp\left(-i\omega \frac{z-z_0}{V_{S_0} - \frac{\delta V_S}{2}}\right)$$

En d'autres mots, au sein du milieu anisotrope, l'onde initiale va subir une double réfraction qui produit deux ondes se propageant à la vitesse de $V_{S_0} + \frac{\delta V_S}{2}$ pour l'onde rapide et à la vitesse de $V_{S_0} - \frac{\delta V_S}{2}$ pour l'onde lente. Cette différence de vitesse va conduire ces ondes à accumuler le long du trajet anisotrope un déphasage. Ceci est exprimé grâce à la matrice de déphasage $H = \begin{bmatrix} e^{i+} & 0 \\ 0 & e^{i-} \end{bmatrix}$ dont les éléments $e^{i\pm}$ peuvent être réécrits de la manière suivante :

$$e^{i\pm} = e^{-i\omega \left(\frac{z-z_0}{V_{S_0}}\right)} e^{\pm i\omega \left(\frac{(z-z_0)\delta V}{2V_{S_0}^2}\right)}$$

La seconde exponentielle peut ensuite être développée en série de Taylor si toutefois $\omega(z - z_0)(\delta V / 2V_{S_0}^2) \ll 1$. Cette condition est remplie pour une période dominante du signal sismique supérieure à 3 s, en considérant une anisotropie de 5% ($\delta V / V_{S_0} = 0,05$), une vitesse moyenne des ondes S de 4 km.s⁻¹ et une couche anisotrope d'environ de 100 kilomètres d'épaisseur. Une approximation de premier ordre est valable pour de faibles quantités d'anisotropie et pour des ondes de volume de longue période ($T > 10$ s). De ce fait, les ondes de type SKS sont idéales pour ce genre d'étude car elles possèdent une période dominante de l'ordre de 8 s et ont des arrivées bien individualisées des autres phases.

Si l'on procède à une rotation du vecteur déplacement depuis le référentiel anisotrope (rapide (f), lent (s)) vers le référentiel du rai (radial (R), transverse (T)), on obtient :

$$u_{aniso}(z, t) = \begin{bmatrix} u_R \\ u_T \end{bmatrix} = \begin{bmatrix} \cos^2 \psi'_A e^{i+} + \sin^2 \psi'_A e^{i-} \\ \frac{1}{2} \sin^2 \psi'_A (e^{i+} + e^{i-}) \end{bmatrix} a_0 e^{i\omega t}$$

où
$$u_R = a_0 e^{i\omega \left(t - \frac{z-z_0}{V_{S_0}} \right)} \left(\cos \frac{\omega(z-z_0)\delta V}{2V_{S_0}^2} + i \cos 2\psi'_A \sin \frac{\omega(z-z_0)\delta V}{2V_{S_0}^2} \right)$$

et
$$u_T = a_0 e^{i\omega \left(t - \frac{z-z_0}{V_{S_0}} \right)} \sin 2\psi'_A \sin \frac{\omega(z-z_0)\delta V}{2V_{S_0}^2}$$

et où $\psi'_A = \psi_A - \psi$, c'est à dire l'angle entre l'axe rapide et le Nord géographique. En réorganisant et en se souvenant que $\omega(z - z_0)(\delta V / 2V_{S_0}^2) \ll 1$, les composantes du déplacement au sortir du domaine anisotrope exprimées dans le référentiel de l'onde peuvent alors s'écrire :

$$u_R(t) = e^{i\omega t} (1 + i\omega \delta t \cos 2\psi'_A) u_R^0$$

$$u_T(t) = e^{i\omega t \frac{1}{2}} \delta t \sin 2\psi'_A \dot{u}_R^0$$

où $\delta t = (z - z_0)(\delta V / 2V_{S_0}^2)$ est le déphasage accumulé le long du trajet anisotrope et $\dot{u}_R^0 = \frac{\partial u_R^0}{\partial t} = i\omega u_R^0$ est la dérivée en fonction du temps de la forme d'onde isotrope.

Les mesures des directions de l'axe rapide et de déphasage vont nous permettre de relier l'anisotropie des milieux géologiques à des notions de formation, de déformation et de déplacement de la lithosphère et plus largement du manteau supérieur. De nombreuses mesures expérimentales ont été faites sur des minéraux et des échantillons de roche. Elles sont à la base des interprétations géodynamiques des mesures de biréfringence comme nous allons le voir plus bas.

1.2.1.6 Mesure du déphasage des ondes de cisaillement

Une onde de cisaillement se propageant dans un milieu anisotrope va subir le phénomène de biréfringence. L'onde de cisaillement incidente va alors subir une double réfraction qui conduit à la formation de deux ondes ($qS1$ et $qS2$) qui se propagent à des vitesses différentes et qui sont polarisées le long de plans orthogonaux. Au niveau de la station sismologique, on observera deux effets :

- un déphasage entre l'onde lente et l'onde rapide dont la valeur dépend de la longueur du trajet anisotrope et de l'intensité de l'anisotropie du milieu.
- une polarisation de l'onde rapide dont l'orientation dépend de la structure du milieu.

La mesure du déphasage des ondes de cisaillement consiste en la détermination des paramètres anisotropes ϕ et δt qui sont respectivement la direction de polarisation de l'onde rapide (en degré par rapport au Nord) et le déphasage entre l'onde rapide et l'onde lente (en seconde).

Le paramètre le plus crucial pour cette détermination est la connaissance de la polarisation initiale de l'onde. Dans le cas d'ondes de type SKS , la polarisation initiale est parallèle à la direction de

propagation de l'onde. Ceci est dû à la conversion à l'interface manteau/noyau d'une onde de compression, qui sort du noyau liquide, en une onde de cisaillement. Cette conversion présente en outre l'intérêt de détruire l'information acquise par l'onde lors de son trajet descendant; on est donc certain que l'anisotropie mesurée à la station ne contient pas de composante acquise à la source.

Deux techniques principales permettent d'estimer les paramètres anisotropes à partir d'ondes de cisaillement téléseismiques. Le premier type analyse un jeu complet de données provenant de différents azimuts, et est donc nommé analyse multi-événements. *Kosarev et al.* [1984] et *Vinnik et al.* [1989] furent les premiers à proposer une telle approche. Ils choisissent de sommer le signal présent sur les composantes transverses en leur attribuant une pondération basée sur leur backazimut. Ces méthodes présentent cependant l'inconvénient de ne pas fournir d'estimation de l'erreur à la mesure. Pour pallier ce problème, *Chevrot* [2000] projette les amplitudes des composantes transverses sur la dérivée temporelle de l'amplitude des composantes radiales. Il obtient une variable qu'il nomme «*splitting vector*» et qui, sommée par fenêtres backazimutales et corrélée à un polynôme d'ordre 2 lui permet d'accéder aux paramètres anisotropes. Les paramètres anisotropes obtenus par les techniques multi-événements sont une valeur moyennée de l'anisotropie sous la station.

L'autre type de technique est basé sur une mesure des paramètres anisotropes pour chaque événement du catalogue de données [*Fukao*, 1984; *Bowman et Ando*, 1987; *Ansel et Nataf*, 1989; *Silver et Chan*, 1991; *Menke et Levin*, 2003]. Les méthodes basées sur cette approche effectuent une recherche dans l'espace des paramètres du couple $\phi/\delta t$ permettant de supprimer au mieux l'effet du déphasage. Les méthodes les plus populaires sont celles de *Bowman et Ando* [1987] et de *Silver et Chan* [1991]. La première recherche le couple de paramètres permettant de maximiser la corrélation entre les deux composantes du sismogramme, en supposant que la forme d'onde de l'onde rapide est identique à celle de l'onde lente. La méthode de minimisation de l'énergie sur la composante transverse, développée par *Silver et Chan* [1991], est sans conteste la plus utilisée pour la détermination des paramètres anisotropes à partir des ondes *SKS*. Pour de faibles valeurs d'anisotropie (δt inférieur à la période dominante du sismogramme), le signal sur la composante transverse correspond à la dérivée temporelle du signal sur la composante radiale. Si la polarisation initiale est connue, ce qui est le cas pour les ondes de type *SKS*, cette méthode recherche le couple de paramètres anisotropes permettant de minimiser au mieux le signal sur la composante transverse. Après analyse, le signal sur la composante transverse doit avoir disparu, ce qui se traduit par une linéarité du mouvement de particule. Cette méthode consiste donc en quelques sortes à supprimer l'effet de l'anisotropie sur les sismogrammes.

Les méthodes mono-événement présentent l'avantage de produire un jeu de données dont on peut étudier les variations azimutales, ce qui permet de mettre en évidence la présence de pendages des axes de symétrie, ou de plusieurs couches d'anisotropie ou encore d'hétérogénéités locales. Ce type de

considération est impossible dans le cas des méthodes multi-événement qui ne produisent qu'une valeur moyenne des paramètres anisotropes sous une station sismologique.

Wolfe et Silver [1998] ont également mis au point une méthode dans laquelle les mesures individuelles sont sommées par fenêtres azimutales et permettent de déterminer une couple $\phi/\delta t$ unique à chaque station (*stacking*). Si cette méthode permet de mieux caractériser l'erreur associée à la mesure de l'anisotropie, elle présente les mêmes inconvénients que les méthodes multi-événement, ne fournissant qu'une valeur moyenne de l'anisotropie et négligeant de fait les possibles complexités de la signature anisotrope.

Les mesures d'anisotropie qui seront présentées dans ce manuscrit utiliseront principalement la méthode de minimisation de l'énergie sur la composante transverse qui a démontré sa fiabilité et qui laisse la possibilité d'une étude complète des données par le prisme des variations backazimutales. Pour procéder à l'analyse des données, nous avons utilisé un logiciel développé par Andréas Wüstefeld au sein du laboratoire Géosciences Montpellier, nommé SplitLab [Wüstefeld, 2007; Wüstefeld, et al., 2008] (<http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/>). Ce logiciel, programmé en langage Matlab, présente l'avantage de proposer une interface intuitive permettant de gérer un projet de mesure d'anisotropie de A à Z. Il propose en effet un outil de requête des données, de création d'une base de données d'événements et met à disposition un grand nombre de méthodes d'analyse de l'anisotropie dont notamment la méthode de Rotation/Corrélation [Bowman et Ando, 1987] et de minimisation de l'énergie sur la composante transverse [Silver et Chan, 1991].

1.2.2. Origine de l'anisotropie

Nous avons décrit dans les paragraphes précédents les bases physiques de l'anisotropie et ses conséquences sur la propagation des ondes de cisaillement, ainsi que la manière de la mesurer. Nous allons désormais discuter des origines géologiques et géodynamiques de l'observation de l'anisotropie sismique dans les matériaux terrestres.

L'anisotropie sismique se retrouve à différentes échelles, depuis le cristal jusqu'à des structures de plusieurs centaines de kilomètres dans le manteau supérieur. Cependant, s'il est nécessaire de bien connaître l'anisotropie à l'échelle du monocristal pour en tirer des considérations géodynamiques, la période dominante des ondes téléseismiques les rend peu sensibles à une anisotropie se développant à une échelle si petite. L'anisotropie mesurée par les ondes de cisaillement téléseismiques provient donc de structures à plus grande échelle, telles que des alignements de minéraux anisotropes sur des volumes importants, des empilements de strates aux propriétés élastiques différentes ou encore des alignements de cracks remplis de fluide...

1.2.2.1 Anisotropie à l'échelle du minéral

Les minéraux présents dans la croûte et dans le manteau possèdent une anisotropie intrinsèque provenant de l'arrangement atomique de leur réseau cristallin. Cette organisation spatiale des atomes et des liaisons atomiques permet la classification des minéraux en classes de symétrie. Elles sont au nombre de sept, avec par ordre de symétrie croissante : la symétrie triclinique, monoclinique, orthorhombique, tétragonale, trigonale, hexagonale, et cubique. Ainsi, pour un cristal donné, les ondes élastiques se propagent à des vitesses qui diffèrent selon la direction. En utilisant des monocristaux suffisamment gros et purs, il est possible en laboratoire de mesurer les vitesses de propagation des différentes ondes et d'en déduire par là même l'anisotropie intrinsèque des minéraux.

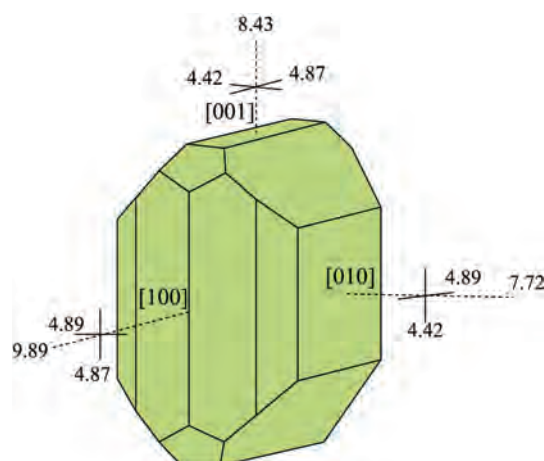


Figure 1.5: Cristal d'olivine et vitesses des ondes $qS1$, $qS2$ et P (le long de l'axe en pointillé) en km.s^{-1} le long des axes $[100]$, $[010]$ et $[001]$. Vitesses d'après [Kumazawa et Anderson, 1969].

L'olivine est le minéral le plus abondant dans le manteau supérieur (entre 50 et 70%), c'est un minéral très anisotrope [Nicolas et Christensen, 1987; Ben Ismail et Mainprice, 1998b]. La Figure 1.5 illustre cette anisotropie grâce aux vitesses des ondes P , $qS1$ et $qS2$ le long des axes $[100]$, $[010]$ et $[001]$ [Kumazawa et Anderson, 1969]. On remarque que les vitesses des ondes P (alignées avec les lignes en pointillés) varient fortement en fonction de la direction dans laquelle on les mesure, valant $7,72 \text{ km.s}^{-1}$ le long de l'axe $[010]$ et $9,89 \text{ km.s}^{-1}$ le long de l'axe $[100]$. On peut faire le même constat avec les deux ondes de cisaillement, en notant que le rapport entre les deux vitesses varie

également en fonction de la direction. En effet la différence de vitesse entre l'onde rapide et l'onde lente vaut $0,57 \text{ km.s}^{-1}$ le long de l'axe $[010]$ et seulement de $0,02 \text{ km.s}^{-1}$ le long de l'axe $[100]$. Les autres minéraux du manteau supérieur tels que les orthopyroxènes présentent une anisotropie plus faible et tendent donc à réduire l'anisotropie moyenne du milieu au sein d'un agrégat composé majoritairement d'olivine.

La croûte présente également des minéraux anisotropes [Barruol et Mainprice, 1993a], les plus abondants et les plus anisotropes étant le plagioclase, la biotite et les amphiboles; le quartz, également très présent est toutefois moins anisotrope. Les plagioclases qui sont des minéraux abondants dans la croûte ont une anisotropie qui peut atteindre 50%. Les micas, tels que la biotite, sont sans conteste les minéraux crustaux les plus anisotropes, les variations de vitesse sismique selon la direction pouvant monter jusqu'à 70%. Ceci est dû à leur structure en feuillets (phyllosilicates), et cela les rend particulièrement intéressant pour l'étude de l'anisotropie crustale. Enfin, les amphiboles telle que la hornblende, surtout présentes dans la couche inférieure métamorphisée, affichent, de par leur structure en fines baguettes, une anisotropie pouvant s'élever à 30%.

Les principaux minéraux constitutifs de la lithosphère et du manteau supérieur sont donc fortement anisotropes. Cependant, la période dominante des ondes sismologiques utilisées pour la mesure de l'anisotropie sismique est trop grande pour que ces dernières soient sensibles à l'anisotropie produite par un monocristal. L'observation d'anisotropie par le biais des ondes de cisaillement téléseismiques nécessite donc le développement en profondeur d'une anisotropie à grande échelle. Comme nous l'avons évoqué plus haut, l'alternance de couches isotropes aux propriétés élastiques différentes peut produire ce type d'anisotropie [Backus, 1962]. Cependant, deux autres causes d'anisotropie sont généralement préférées pour expliquer l'anisotropie dans la lithosphère ou l'asthénosphère : l'orientation préférentielle des réseaux cristallins en réponse à la déformation [par ex., Nicolas et Christensen, 1987] et l'alignement de cracks ou de dikes remplis de fluide [par ex., Crampin, 1984; Kendall, 1994]. A noter que ces deux candidats peuvent également expliquer l'anisotropie dans le manteau inférieur [Lay, et al., 1998; Garnero, 2000; Kendall, 2000].

1.2.2.2 Orientation préférentielle du réseau cristallin (OPR)

Nous avons vu dans le paragraphe précédent que les minéraux composant les roches étaient intrinsèquement anisotropes. Cependant, s'ils sont orientés de manière aléatoire dans le milieu qu'ils composent, ce dernier sera alors isotrope. Quand ils sont soumis à un régime de contrainte à des conditions de pression et de température les rendant ductiles, ces minéraux vont néanmoins pouvoir se déformer plastiquement et voir leur réseau cristallin s'orienter progressivement de manière préférentielle.

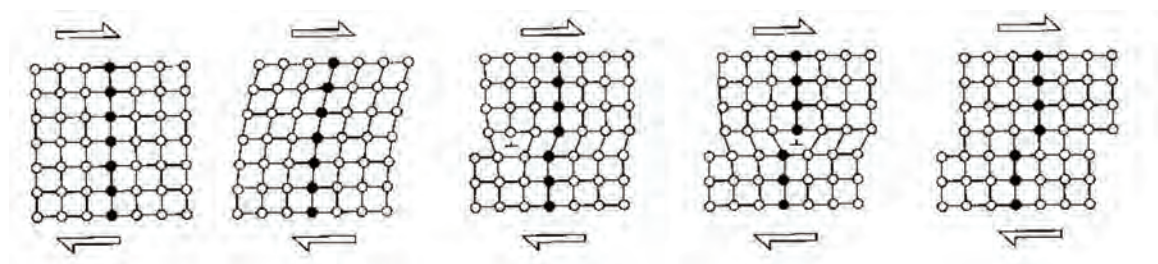


Figure 1.6: Schéma présentant le principe de la migration des dislocations conduisant à la déformation des cristaux par fluage. Dislocation de type coin [Hobbs, et al., 1976].

Ces glissements intracristallins ont pour origine l'activation de la migration au sein du cristal des imperfections du réseau cristallin, nommées « dislocations » (Figure 1.6) le long de plans préférentiels, sous l'effet des contraintes extérieures, de la température et du taux de déformation [Nicolas et Poirier, 1976]. Le cristal se déforme alors le long de systèmes de glissement préférentiels qui vont tendre à orienter les axes cristallographiques de l'ensemble des minéraux de l'agrégat dans des directions similaires (Figure 1.7).

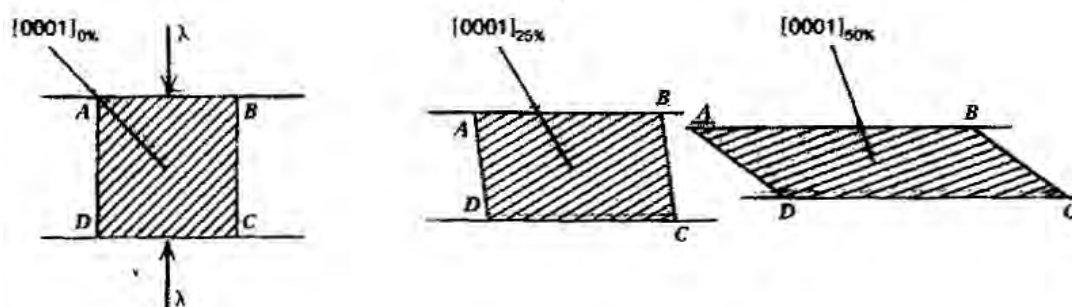


Figure 1.7: Schéma illustrant le processus d'orientation préférentielle du réseau cristallin pour le quartz. L'axe $[0001]$ s'oriente progressivement à 90° du plan de foliation avec l'augmentation de la quantité de déformation [Hobbs, et al., 1976].

L'olivine, dans les conditions de pression et de température qui règnent dans le manteau supérieur, va pouvoir se déformer par fluage dislocation pour accommoder la déformation. Le système de glissement dominant dans ces conditions, à savoir $(010) [100]$, aura pour effet de paralléliser le plan (010) de l'olivine avec le plan de foliation, d'orienter l'axe $[100]$ parallèlement à la linéation et l'axe $[001]$ perpendiculairement à la linéation dans le plan de foliation. L'axe $[010]$ s'orientant perpendiculairement à la linéation dans le plan de foliation tandis que l'axe $[001]$ se placera perpendiculairement au plan de foliation (Figure 1.8). A l'échelle de l'agrégat, ce processus conduira à la création de propriétés élastiques proches de celles du monocristal d'olivine.

1.2.2.3 Orientation préférentielle de forme

Un autre processus permettant de créer de l'anisotropie à grande échelle est l'orientation préférentielle de forme (Figure 1.9). Dans ce cas, l'anisotropie résulte d'une anisométrie des particules ou de la structure du milieu, par exemple, la présence de minéraux allongés, de cracks remplis de fluide ou encore de lentilles de magma alignés le long de directions préférentielles. Lors d'un fluage de type visqueux, une matrice en écoulement peut entraîner des minéraux anisotropes plus rigides à s'orienter le long de directions préférentielles. La recristallisation dynamique des cristaux sous de fortes

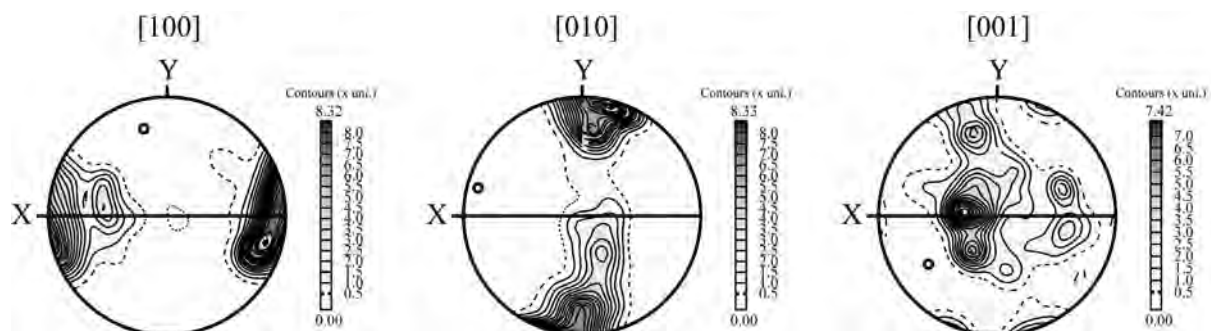


Figure 1.8: Diagramme stéréographique montrant les orientations des axes cristallographiques $[100]$, $[010]$ et $[001]$ de l'olivine pour une dunite provenant de l'ophiolite d'Oman (Communication personnelle de Katherine Higgie). La ligne noire représente le plan de foliation observé dans la roche.

contraintes peut également conduire à la production de minéraux allongés conférant au milieu des propriétés anisotropes. On peut aussi trouver dans le manteau des alignements de lentilles magmatiques (sills) ou des bandes compositionnelles à composition minéralogique différente de l'encaissant [Kendall, 1994; Mainprice, 1997; Kendall, 2000; Vauchez, et al., 2000; Walker, et al., 2004]. En milieu fragile, l'ouverture de cracks ou de dikes remplis de fluides orientés parallèlement à la direction de la contrainte horizontale maximale est un processus efficace pour créer de l'anisotropie à grande échelle [par ex., Crampin, 1984; Ayele, et al., 2004; Gerst et Savage, 2004]. L'orientation préférentielle de forme semble être une cause majeure d'anisotropie sous les rides océaniques, sous certaines portions des zones de subduction et pour les zones de rifting continental qui présentent de bonnes conditions de développement de ce type d'anisotropie, notamment grâce à l'importance des remontées de magma sous ces régions. Dans les zones stables, tels que les cratons, ce type d'anisotropie semble être plutôt limité à des perturbations crustales locales avec une influence moindre sur les mesures d'anisotropie réalisées à partir d'ondes télésismiques.

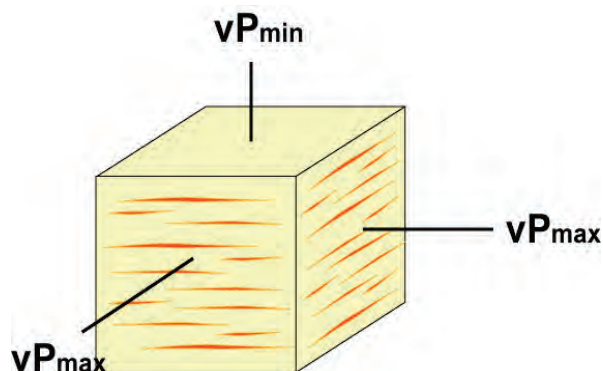


Figure 1.9: Schéma illustrant la création d'anisotropie par orientation préférentielle de forme; ici des alignements de fractures remplies de magma

1.2.3. Localisation de l'anisotropie

La localisation, principalement verticale, de l'anisotropie est un problème majeur des études portant sur le déphasage des ondes de cisaillement télésismiques. Si la résolution latérale de cette technique est bonne (quelques dizaines de kilomètres), l'absence de résolution verticale de ce type d'ondes a motivé de nombreuses études pétrophysiques afin de mieux définir les propriétés élastiques d'une grande variété de matériaux en fonction de la pression et de la température dans les différentes enveloppes terrestres.

Dans la croûte supérieure, il est largement accepté que l'anisotropie contenue dans les 15 premiers kilomètres est dominée par la présence de (micro)cracks et de fissures remplies de fluide ouvertes parallèlement à la direction de la contrainte horizontale maximale [Crampin, 1984; Barruol et Kern, 1996]. On s'attend dans ce cas à mesurer des directions de polarisation des ondes rapides parallèles aux directions des contraintes horizontales maximales locales [par ex., Crampin et Chastin, 2003]. Les mesures d'anisotropie sismique intracrustale montrent généralement des déphasages inférieur à 0,1 s [par ex., McNamara et Owens, 1993; Herquel, et al., 1995; Vergne, et al., 2003], ce qui ne représente généralement qu'une petite partie du déphasage total mesuré en utilisant des ondes SKS, plus proche d'une seconde. Dans des contextes très déformés, notamment au niveau des limites de plaque, on peut

également s'attendre à observer une anisotropie liée à la présence en surface d'un réseau dense de failles parallèles. Ce type d'observation reste toutefois limité dans l'espace.

Dans la croûte inférieure, l'anisotropie est probablement contrôlée par les OPR des minéraux tels que les micas ou les plagioclases qui sont fortement anisotropes, ou par des alignements de minéraux dans des bandes compositionnelles [Backus, 1962]. Les mesures pétrophysiques d'agrégats composés de minéraux de croûte inférieure ont permis de montrer que ces assemblages minéralogiques ne peuvent rendre compte que de 0,1 à 0,2 s de déphasage par dizaine de kilomètres de croûte déformée [Barruol et Mainprice, 1993a,b; Barruol et Kern, 1996].

L'anisotropie attribuée à la croûte est par conséquent limitée (autour de 0,5 s de déphasage maximum) principalement à cause de sa faible épaisseur et de son importante hétérogénéité qui ne permet pas de développer des anisotropies à grande échelle. La croûte est donc généralement négligée dans les interprétations de déphasage des ondes de cisaillement téléseismiques. Cependant, les variations temporelles d'orientation de la contrainte horizontale maximale et par conséquent des directions de polarisation des ondes rapides dues à des ruptures sismiques [par ex., Gamar et Bernard, 1997] ou à des éruptions volcaniques [par ex., Gerst et Savage, 2004] peuvent être des outils de prévision intéressants.

La localisation de l'anisotropie dans le manteau supérieur est plus délicate d'interprétation. En effet, les mesures directes de son anisotropie à partir d'échantillons de roche sont très parcellaires car limités

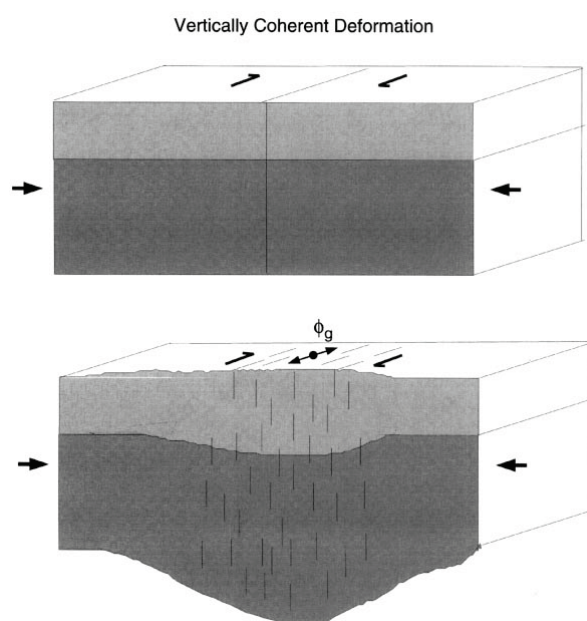


Figure 1.10: Déformation cohérente verticalement dans la lithosphère [Silver, 1996]

à l'étude des xénolites et des massifs ophiolitiques et péridotitiques. Ces roches échantillonnent les 100 à 200 premiers kilomètres du manteau et présentent néanmoins systématiquement de fortes fabriques cristallographiques [Ben Ismail et Mainprice, 1998a,b; Ben Ismail, et al., 2001], ce qui tendrait à montrer que l'anisotropie est une propriété ubiquiste de la lithosphère et sans doute de l'asthénosphère.

L'anisotropie observée dans la lithosphère provient probablement du fait que la croûte et le manteau lithosphérique tendent à se déformer de façon cohérente lors de processus tectoniques actifs (Figure 1.10). Une telle déformation produit nécessairement des OPR de l'olivine dans le manteau supérieur [Bormann, et al.,

1993; Silver, 1996] avec des orientations en liaison avec la déformation visible en surface. Une fois la lithosphère refroidie, l'anisotropie se trouve « gelée » dans le manteau lithosphérique et la mesure des directions de polarisation des ondes rapides permet alors de suivre les orientations des anciennes structures. Ce type d'observation est courant dans les zones tectoniquement stables depuis de longues périodes telles que les cratons sud-américains [par ex., *Assumpção, et al.*, 1998] ou africains [par ex., *Barruol et Hoffmann*, 1999; *Ben Ismail, et al.*, 2001]. En revanche, en cas de succession de plusieurs épisodes tectoniques majeurs, seul le dernier événement significatif semble être conservé, la trace des événements antérieurs étant perdue. *Vauchez et Garrido* [2001] montrent toutefois que l'asthénosphérisation de la lithosphère observée dans le massif péridotitique de Ronda s'est accompagnée d'une préservation des fabriques cristallines anciennes, ce qui tempère l'affirmation précédente.

L'asthénosphère ayant une viscosité plus faible que celle de la lithosphère, il est admis qu'elle représente une zone d'accommodation et de concentration de la déformation entre la surface et le reste du manteau (Figure 1.11). Dans de telles circonstances, l'anisotropie asthénosphérique devrait donc nous informer sur les mouvements différentiels entre les plaques mobiles et le manteau inférieur supposé fixe et, par conséquent, donner la direction de mouvement absolu des plaques lithosphériques [Vinnik, et al., 1984]. Cette hypothèse a été vérifiée de nombreuses fois principalement sous les océans [par ex., *Hess*, 1964; *Tommasi*, 1998; *Wolfe et Solomon*, 1998; *Harmon, et al.*, 2004; *Fontaine, et al.*, 2007]. Sous les continents, la corrélation entre mouvement absolu et directions de polarisation est en revanche plus faible.

Il existe en outre de nombreux indices d'écoulement dynamique du manteau asthénosphérique et peut-être profond [Steinberger et O'Connell, 1998; Silver et Holt, 1996].

2002; *Tarduno, et al.*, 2003; *Andrews, et al.*, 2006] produisant une anisotropie n'étant corrélée à aucune structure de surface ou à un quelconque mouvement de plaque [par ex., en Anatolie *Sandvol, et al.*, 2003; *Biryol, et al.*, 2010]. L'écoulement mantellique peut aussi être dévié ou induit par des variations d'épaisseur lithosphérique [Bormann, et al., 1996; *Fouch, et al.*, 2000; *Fouch et Rondenay*, 2006], par la présence de racines cratoniques [Assumpção, et al., 2006; *Heintz et Kenneth*, 2006] ou encore par les chenaux lithosphériques induits par la présence d'une zone de rifting [par ex., *Sandvol, et al.*, 1992; *Walker, et al.*, 2004].

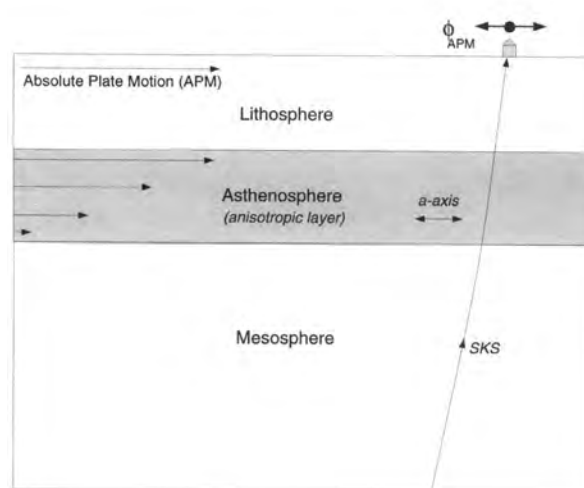


Figure 1.11: Anisotropie induite par le déplacement de la lithosphère au-dessus d'une asthénosphère passive [Silver, 1996].

La présence de panneaux lithosphériques plongeant peut constituer un obstacle à l'écoulement dans le manteau profond et donc induire un flux les contournant [Russo et Silver, 1994; Margheriti, et al., 2003; Levin, et al., 2004; Barruol, et al., 2011]. L'asthénosphère peut enfin être entraînée passivement par le mouvement des panneaux plongeant, par exemple par leur retrait, ce qui est particulièrement clair en Méditerranée [par ex., Barruol, et al., 2004; Jolivet, et al., 2009].

En résumé, l'anisotropie du manteau supérieur peut avoir deux origines. La première est lithosphérique et caractérise les processus tectoniques intéressant l'ensemble de la lithosphère. Les directions de polarisation mesurées sont généralement parallèles aux grandes structures observables en surface, telles que des anciennes zones de cisaillement [Assumpção, et al., 1998; Heintz, et al., 2003] ou des chaînes de montagnes actives, [Barruol, et al., 1998] ou anciennes [Vauchez et Barruol, 1996; Barruol, et al., 1997]. La seconde origine est asthénosphérique et marque généralement le mouvement absolu des plaques lithosphériques ou est un indicateur de la direction d'écoulement du manteau, en relation avec la convection générale ou des phénomènes de convection à plus petite échelle. Les signatures anisotropes de la lithosphère et de l'asthénosphère sont donc théoriquement suffisamment

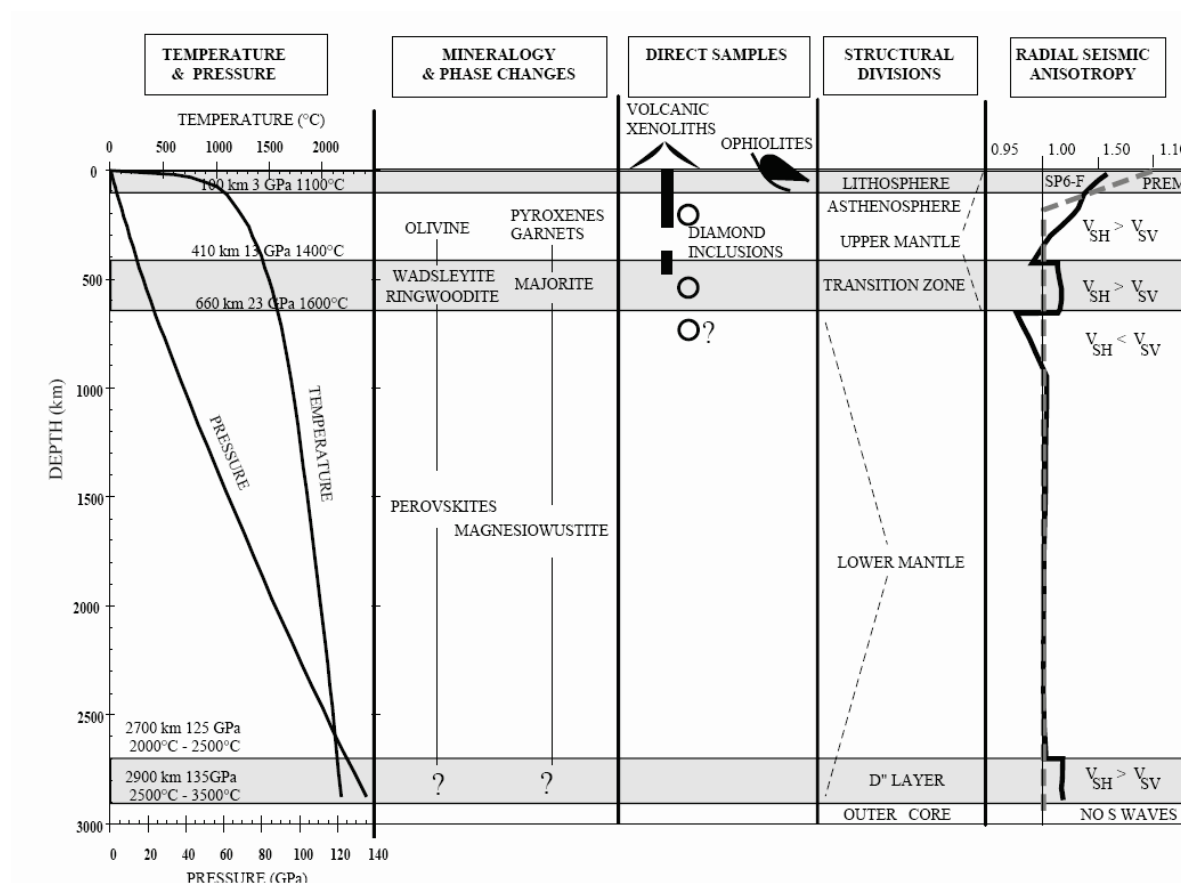


Figure 1.12: Diagramme présentant les principales variations physico-chimiques au sein du manteau terrestre et leur contrôle sur la localisation de l'anisotropie (d'après [Mainprice, et al., 2000]). Le modèle sismologique SP6-F présenté à droite du diagramme est tiré de Montagner et Kennett [1996].

différentes pour que l'anisotropie soit localisée sans ambiguïté. Cependant, seules de rares études ont pu détecter la présence en profondeur de plusieurs couches d'anisotropie, par exemple en Mongolie [Barruol, *et al.*, 2008] ou sous la Faille de San Andreas comme nous allons en parler plus loin. Ces observations découlent de la modélisation des variations azimuthales des paramètres anisotropes [Silver *et Savage*, 1994]. En règle générale, la couche la plus superficielle est interprétée comme étant d'origine lithosphérique car elle présente des directions de polarisation en accord avec les structures de surface. La couche plus profonde est souvent interprétée comme étant d'origine asthénosphérique, traduisant les déplacements relatifs de la lithosphère et de l'asthénosphère.

Si la localisation de l'anisotropie dans la lithosphère et dans l'asthénosphère est établie, la limite basse de la zone anisotrope dans le manteau est mal connue.

Les modélisations pétrophysiques montrent qu'au-delà de 300 kilomètres de profondeur, les systèmes de glissement impliqués dans le fluage dislocation de l'olivine changent [Mainprice, *et al.*, 2005]. Les OPR produites à ces profondeurs seraient faibles, induisant un milieu faiblement anisotrope, tout du moins pour des ondes se propageant verticalement comme les ondes *SKS*.

Il existe diverses méthodes sismologiques qui permettent d'estimer la localisation verticale de l'anisotropie. L'étude du rapport V_{SH} / V_{SV} pour les ondes de surface (cf. partie droite de la Figure 1.12) donne des indications sur l'évolution en profondeur de l'anisotropie radiale. Si le rapport vaut 1, le milieu est isotrope, s'il est inférieur à 1, le milieu présente une anisotropie dont l'axe rapide est

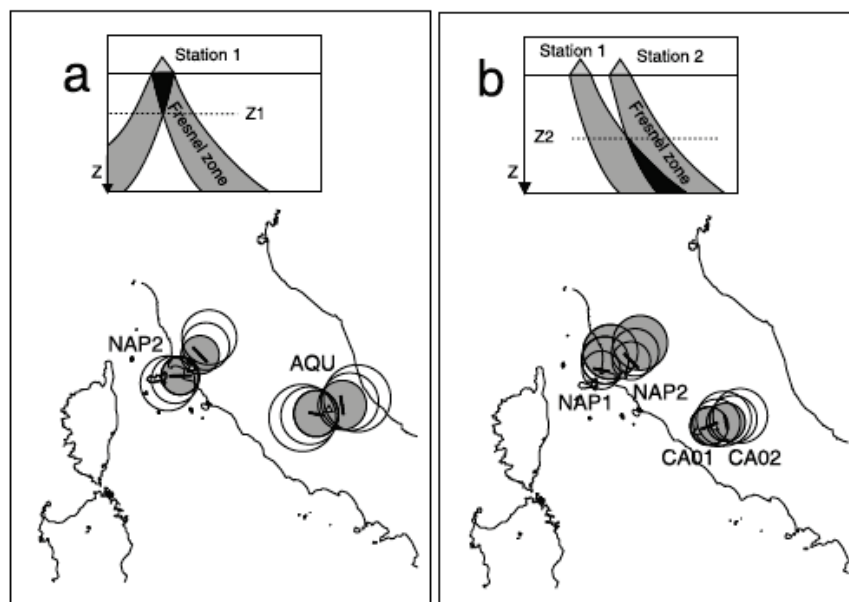


Figure 1.13: Zones de Fresnel à 100, 150 et 200 kilomètres de profondeur. Les variations dans les mesures d'anisotropie provenant d'azimuts différents (a) suggèrent que l'anisotropie est localisée à une profondeur inférieure à Z1 pendant que les variations dans les mesures provenant des mêmes azimuts (b) nécessitent que l'anisotropie soit localisée au-dessus de la profondeur Z2. D'après Margheriti *et al.* [2003].

vertical et s'il est supérieur à 1, l'axe rapide est horizontal. On peut voir sur la partie droite de la Figure 1.12 que ce rapport vaut 1 dans la majeure partie du manteau inférieur, limitant de fait l'anisotropie à la partie la plus supérieure du manteau, à la zone de transition (entre 410 et 660 kilomètres de profondeur) et à la couche D'' (entre 2700 et 2900 km) [Montagner et Kennett, 1996]. Les ondes de surface montrent en outre que l'anisotropie azimutale dans le manteau supérieur est maximale aux alentours de 100 kilomètres de profondeur et que son intensité décroît progressivement jusqu'à 300 kilomètres pour disparaître ensuite [Montagner et Kennett, 1996; Debayle, et al., 2005].

L'étude des ondes *P* longue période sensibles au 250 premiers kilomètres sous la station [Bokermann, 1995; Schulte-Pelkum, et al., 2001; Fontaine, et al., 2009] permet de localiser verticalement l'anisotropie par l'analyse de la polarisation. Elle a montré une bonne corrélation avec les ondes *SKS* dans le Pacifique sud [Fontaine, et al., 2009]. Les ondes *Pn* qui se propagent dans le manteau lithosphérique juste sous le Moho [par ex., Hearn, 1996] montrent également une anisotropie dont les directions rapides sont généralement corrélées à celles obtenues par l'étude du déphasage des ondes de cisaillement téléseismiques. La similarité entre ces mesures semble donc en accord avec une origine relativement superficielle de l'anisotropie mantellique.

Certaines particularités des mesures de déphasage des ondes *SKS* vont également dans le sens d'une localisation de l'anisotropie dans le manteau sommital. Il est en effet fréquent d'observer de fortes variations de paramètres anisotropes pour des stations relativement proches, éloignées de 30 à 50 kilomètres. Il faut par conséquent que les régions du manteau échantillonnées par la zone de Fresnel des ondes soient relativement indépendantes les unes des autres (Figure 1.13), ce qui nécessite de localiser l'anisotropie dans le manteau tout à fait supérieur [Alsina et Snieder, 1995; Margheriti, et al., 2003].

Enfin, l'étude des noyaux de sensibilité des ondes *SKS* [Sieminski, et al., 2007] montrent qu'elles sont surtout sensibles aux 400 premiers kilomètres sous la station, leur capacité à échantillonner l'anisotropie étant fortement réduite à des profondeurs plus importantes.

Les diverses méthodes de mesures des paramètres anisotropes ainsi que les mesures et modélisations pétrophysiques semblent donc indiquer que l'anisotropie sismique mesurée aux stations sismologiques se localise essentiellement dans la partie la plus supérieure du manteau, c'est à dire au-dessus de la zone de transition. La mesure du déphasage des ondes *SKS*, bien qu'elles se propagent depuis le sommet du noyau jusqu'à la surface, est donc un outil principalement voué à l'étude de la déformation de la lithosphère et de l'asthénosphère.

1.3 De l'intérêt de l'étude des zones de décrochement

L'étude du déphasage des ondes de cisaillement téléseismiques, grâce à l'importante distance épacentrale d'apparition des ondes de type *SKS* (entre 80 et 120°), permet d'étudier un grand nombre

de contextes géodynamiques différents. Nous avons néanmoins choisi durant ce travail de thèse de nous focaliser sur les frontières de plaques en décrochement se développant en milieux continental.

Notre volonté de mieux comprendre et de mieux contraindre le développement de la déformation en profondeur ainsi que les interactions entre la croûte et le manteau et entre la lithosphère et l'asthénosphère nécessitait de choisir des objets géologiques présentant un signal clairement identifiable. Il serait alors aisé d'étudier l'extension et les variations latérales de la déformation associée à la dynamique de ces objets. Les limites de plaques décrochantes sont tout indiquées pour cette approche grâce à leur structure verticale simple et à leur grande linéarité.

L'étude de ces frontières de plaques est en outre intéressante car ce sont des objets relativement rares à la surface du globe (en milieu continental en tout cas) et sont par conséquent relativement mal compris. Une autre singularité de ces failles est la variabilité importante des signatures anisotropes qui leur sont associées. Elles présentent en effet, tantôt des directions de polarisation des ondes parallèles à leur trace en surface [par ex., *Ozalaybey et Savage*, 1995 ; *Herquel, et al.*, 1999 ; *Duclos, et al.*, 2005 ; *Bonnin, et al.*, 2010 ; *Kaviani, et al.*, 2011], tantôt des directions sans rapport apparent avec les structures tectoniques de surface [par ex., *Sandvol, et al.*, 2003 ; *Biryol, et al.*, 2010]. L'anisotropie qui leur est associée est en outre localisée soit dans la seule lithosphère, soit jusque dans le manteau asthénosphérique.

Enfin, ces limites de plaques sont susceptibles de produire une sismicité importante avec des magnitudes maximales de l'ordre de $M_w=8$. Une meilleure connaissance de ces structures, notamment de leur extension en profondeur et de leur distribution latérale, permettrait vraisemblablement une meilleure protection des populations face à ces dangers.

1.3.1. Structure et géométrie

Au regard des zones de subduction ou des dorsales océaniques, les limites de plaque en décrochement sont de petites structures, elles ne dépassent en effet guère plus de 1500 kilomètres. Elles présentent néanmoins l'avantage d'avoir une structure tridimensionnelle relativement simple (Figure 1.14). Le mouvement entre les deux plaques est généralement accommodé verticalement sur toute l'épaisseur de la croûte et probablement de la lithosphère, mettant en contact direct des croûtes et des manteaux lithosphériques d'âge et de

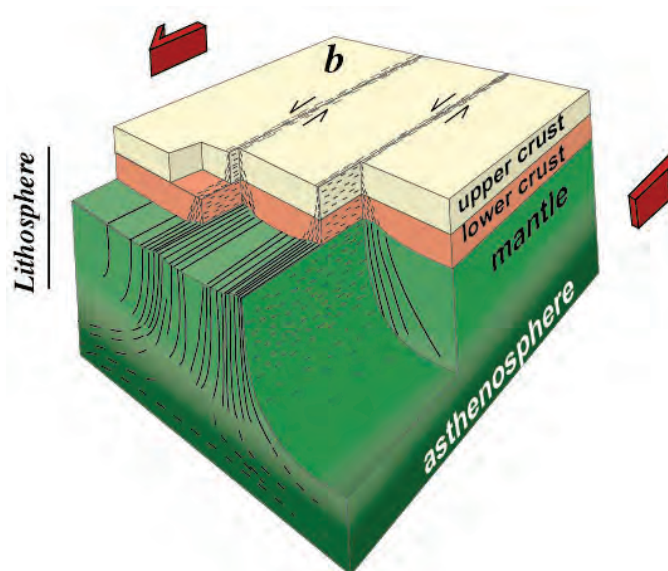


Figure 1.14: Bloc diagramme présentant la structure profonde d'une limite de plaque en décrochement et y présentant la distribution verticale de la déformation attendue sous de tels objets [Vauchez et Tommasi, 2003].

nature différents. Cette relative simplicité en coupe est généralement doublée d'une grande linéarité des structures en surface, ce qui devrait permettre une identification fiable d'un éventuel signal associé à la faille et un suivi facilité des variations des propriétés anisotropes le long de transects perpendiculaires à la trace de la faille.

Le fait qu'à l'aplomb de tels décrochements la déformation soit supposée être distribuée sur l'ensemble de la lithosphère et peut-être même jusqu'à l'asthénosphère va pouvoir donner d'importantes informations sur les relations existant entre la lithosphère et l'asthénosphère. En effet, dans le cas d'une anisotropie présentant des directions de polarisation rapides parallèles à la trace de la faille en surface, les valeurs de déphasage devraient permettre d'avoir une estimation directe de l'épaisseur de la couche anisotrope. En comparant cette valeur à l'épaisseur de la lithosphère, obtenue par exemple par la conversion des ondes *S* en ondes *P* à l'interface lithosphère/asthénosphère, on peut donc savoir s'il existe un couplage entre ces deux couches, conduisant à une propagation de la déformation décrochante jusque dans l'asthénosphère, ou si au contraire il est nécessaire d'invoquer la présence d'une zone de découplage entre ces deux enveloppes. Ce type de considérations est délicat à mener au niveau des zones de subduction à cause de l'extrême complexité de ces systèmes géodynamiques, ou au niveau des dorsales océaniques où il n'existe que peu d'interaction entre la lithosphère et l'asthénosphère du fait que la première y a une épaisseur très limitée.

1.3.2. Occurrence et initiation des zones de décrochement

La dynamique des limites de plaque est principalement dominée sur Terre par des mouvements poloïdaux (subductions, dorsales océaniques), manifestation en surface de la convection mantellique profonde. Les frontières de plaques présentant une composante toroïdale majoritaire sont peu

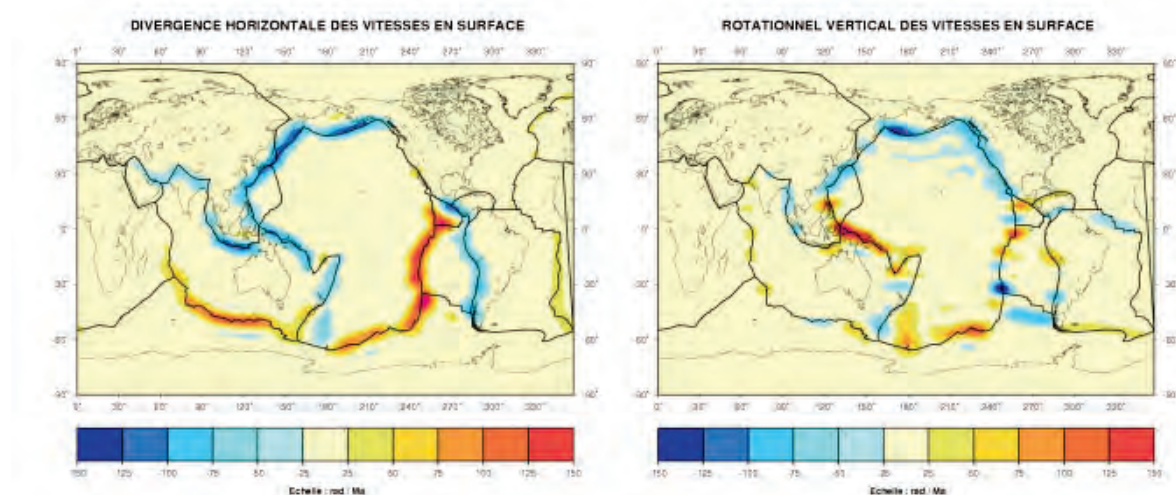


Figure 1.15: A gauche: carte présentant la divergence horizontale des vitesses en surface (rad/Ma) (mouvements poloïdaux). Les tons bleus montrant les zones en convergence, les tons rouges montrant les zones en divergence. A droite: carte présentant le rotationnel vertical des vitesses en surface (rad/Ma) (mouvements toroïdaux). En rouge mouvements sénestres, en bleu, mouvements dextres. On remarque que peu de limites de plaque ne présentent qu'une composante toroïdale; à l'échelle de cette carte seule la faille de San Andreas présente un rotationnel vertical pur en domaine continental (<http://www.geologie.ens.fr/~vigny/cours/chp-gphy-5.html>).

nombreuses, si on écarte toutefois les failles transformantes au niveau des dorsales océaniques (Figure 1.15).

Les limites de plaque en décrochement se comptent en effet sur les doigts de la main : la faille de San Andreas, la limite entre la plaque Caraïbe et la plaque Sud Amérique, la Faille de la Mer Morte, la Faille Nord Anatolienne et sa conjuguée la Faille Est Anatolienne, la Faille Alpine en Nouvelle Zélande et la limite de plaque Pacifique/Nord Amérique en Alaska. A ces limites de plaques s'ajoutent un nombre plus grand de failles décrochantes intracontinentales, telles que les failles localisées au Nord de la collision himalayenne ou celles associées à des subductions très obliques comme la grande faille de Sumatra et quelques zones de cisaillement fossiles comme la faille des 4°50' dans le Hoggar algérien, la chaîne Panafricaine de Ribeira au Brésil, ou les cisaillements calédoniens d'Écosse.

Un des intérêts fondamentaux de l'étude approfondie de ces structures est la difficulté rencontrée par les modélisateurs numériques à initialiser une composante rotationnelle à une tectonique des plaques basée sur la convection du manteau profond. Il semble en effet que la genèse et la mise en place de telles structures soient fortement contrôlées par la présence d'hétérogénéités notamment rhéologiques. L'étude de la répartition de la déformation au niveau de ces frontières de plaques singulières, que ce soit par l'analyse du déphasage des ondes *SKS* (cf. Chapitre 2 et 4) ou par la modélisation numérique de son développement (cf. Chapitre 3) devrait permettre de mieux comprendre le fonctionnement et la mise en place de ces objets géologiques.

1.3.3. Limite de plaque en décrochement et anisotropie

De manière intéressante, les études portant sur les mesures d'anisotropie se sont très tôt intéressées

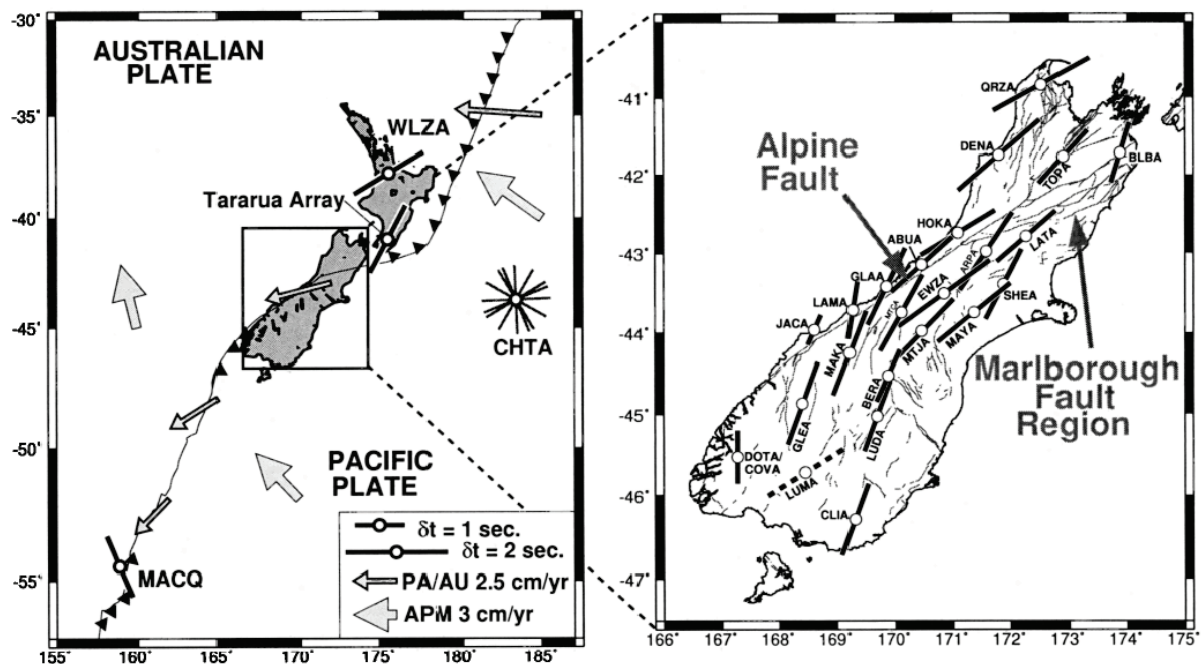


Figure 1.16: Carte présentant les mesures de déphasage des ondes *SKS* réalisées sur l'île Sud de la Nouvelle Zélande [Klosko, et al., 1999]. On voit que les directions de polarisation des ondes rapides s'orientent parallèlement à la Faille Alpine dans la partie centrale de l'île. On note en outre une homogénéité latérale des paramètres anisotropes.

aux limites de plaques en décrochement, montrant l'intérêt que leur porte la communauté. La majeure partie des limites de plaque évoquées précédemment a déjà fait l'objet de publications qui ont permis de mettre en évidence des directions anisotropes parallèles à la direction des failles en surface.

La Faille Alpine située sur l'île du Sud de la Nouvelle Zélande en est un parfait exemple. Dans cette région, les directions de polarisation sont parallèles à la trace de la faille sur toute la largeur de l'île avec des valeurs de déphasage fortes (supérieur à 1 s) [Klosko, et al., 1999; Audoine, et al., 2000; Moore, et al., 2002; Duclos, et al., 2005] (Figure 1.16, [Klosko, et al., 1999]). L'homogénéité latérale des paramètres anisotropes et l'intensité des déphasages sous l'île du Sud laisse penser à un enracinement profond de l'anisotropie dans cette région, probablement jusqu'à l'asthénosphère. De telles

observations conduisent à penser qu'il existe un couplage fort entre la lithosphère et l'asthénosphère sous l'île du Sud de la Nouvelle Zélande, argument étayé par des modélisations numériques du développement de la déformation et de l'anisotropie sous la Faille Alpine [Savage, et al., 2007].

Les mesures d'anisotropie réalisées le long de la Faille de la Mer Morte au Proche Orient [Rümpker, et al., 2003; Levin, et al., 2006; Kaviani, et al., 2011] montrent également des directions de polarisation parallèles à la faille (cf. Figure 1.17), mais présentent des déphasages plus faibles, de l'ordre de la seconde, qui semblent en outre être fortement influencés par la couverture sédimentaire locale [Kaviani, et al., 2011].

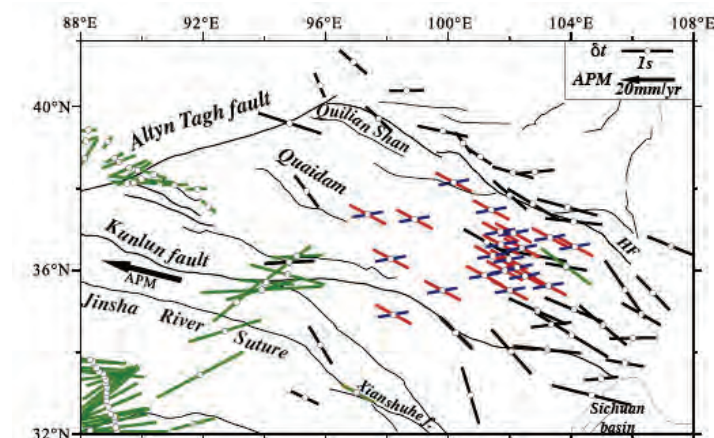


Figure 1.18: Carte compilant l'ensemble des mesures d'anisotropie réalisées en Himalaya [Li, et al., 2011].

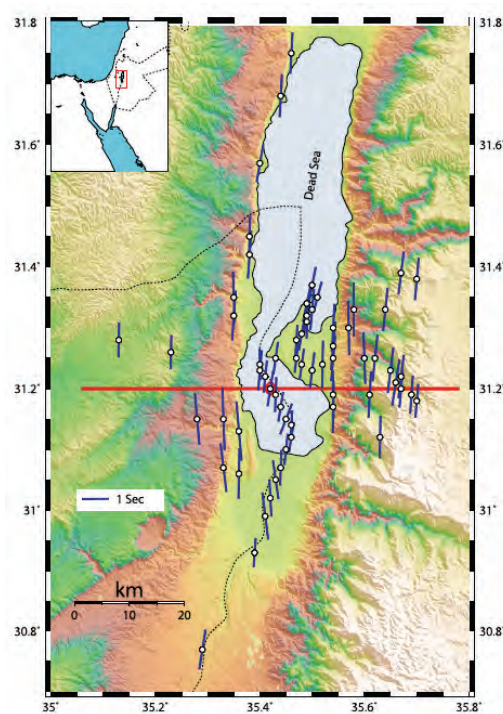


Figure 1.17: Mesures d'anisotropie le long de la faille de la Mer Morte [Kaviani, et al., 2011]

Les mesures de déphasage des ondes de cisaillement réalisées en Himalaya montrent une fois de plus des directions de ϕ parallèles à l'orientation des grandes failles décrochantes (cf. Figure 1.18). On remarque toutefois que les directions de polarisation à proximité des failles de l'Altyn Tagh [Herquel, et al., 1999] et du Kunlun [McNamara, et al., 1994; Guilbert, et al., 1996] tendent à tourner en s'approchant des failles pour

venir s'orienter parallèlement à leur trace. Ce type de mesure a permis de confirmer l'extension lithosphérique des failles himalayennes qui étaient débattues précédemment.

Les mesures réalisées en Californie le long de la Faille de San Andreas sont plus singulières. Elles ont permis de mettre en évidence deux couches d'anisotropie aux propriétés différentes (cf. Figure 1.19) [Ozalaybey et Savage, 1994; Silver et Savage, 1994; Ozalaybey et Savage, 1995]. La couche la plus superficielle (rouge sur la Figure 1.19) est supposée lithosphérique et présente des directions de polarisation parallèles à la trace de la faille. Les directions représentées par des barres noires sont d'origine plus profonde vraisemblablement asthénosphérique. La présence sous la faille de deux couches d'anisotropie montre qu'il n'existe pas, contrairement aux exemples vus plus haut, de continuité verticale de la déformation entre la lithosphère et l'asthénosphère marquant peut-être la présence d'une zone de découplage en base de lithosphère. Cette région fait l'objet d'analyses plus poussées dans ce travail de thèse.

Les mesures d'anisotropie réalisées en Anatolie à proximité de la Faille Nord Anatolienne n'ont pas pu mettre en évidence de signature anisotrope relative à la dynamique de la faille [Sandvol, et al.,

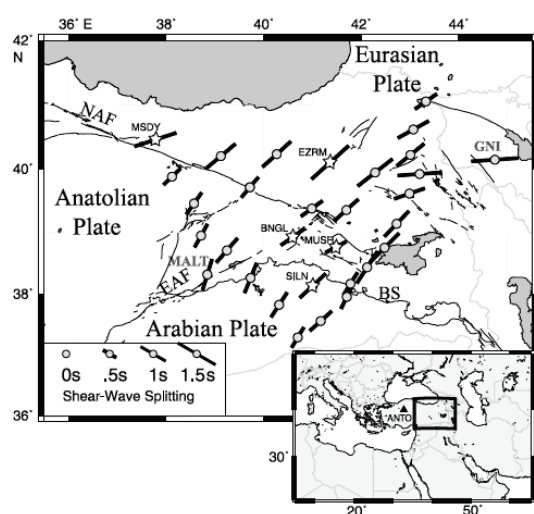


Figure 1.20: Mesures d'anisotropie en Anatolie orientale [Sandvol, et al., 2003]

Bastow, et al., 2007] où les directions de ϕ suivent les orientations NE/SO des grands cisaillements



Figure 1.19: Mesures d'anisotropie en Californie. Les barres noires indiquent une anisotropie profonde d'origine asthénosphérique tandis que les rouges correspondent à une anisotropie lithosphérique. Les données en tirets épais sont peu contraintes. Les lignes en tirets fins présentent les structures tectoniques majeures [Ozalaybey et Savage, 1995].

2003; Biryol, et al., 2010] (cf. Figure 1.20). Le cas de la faille Nord Anatolienne est singulier car elle représente l'unique exemple de limite de plaque décrochante ne présentant pas de signature mantellique. Les raisons de cette absence ne sont pour l'instant pas clairement identifiées et seront discutées en détail dans le présent travail.

Ce type d'observations ne se limite pas qu'aux zones tectoniquement actives. En effet, d'anciennes zones de cisaillement aujourd'hui situées dans des régions stables présentent des directions de ϕ orientées parallèlement à ces structures. C'est le cas par exemple dans les Highlands écossais [Helffrich, 1995;

contemporains de l'orogénèse calédonienne. Les grandes zones de cisaillement de Ribeira au SE du Brésil [Assumpção, et al., 1998; Heintz, 2006] montrent aussi des directions de polarisation parallèles aux grandes structures décrochantes et présentent même des déphasages parmi les plus forts au monde (≈ 3 s) [Heintz, 2006]. La faille panafricaine des 4°50' dans le Hoggar algérien [Barruol et Hoffmann, 1999], vient compléter ce tableau avec des directions de polarisation des ondes rapides orientées N/S, c'est à dire parallèles à ce grand décrochement très clairement visible sur les cartes satellites.

Les limites de plaque décrochantes, malgré leur apparente simplicité structurale sont donc des objets présentant une importante variabilité, notamment dans leur signature anisotrope. Si leur linéarité permet d'établir une relation directe entre les directions de polarisation et la déformation qu'elles induisent, on note cependant que certaines de ces failles semblent être associées à des zones de fort couplage entre la lithosphère et l'asthénosphère, comme la Faille Alpine, alors que d'autres, comme la Faille de San Andreas semblent surplomber une zone de découplage entre ces deux entités. La Faille Nord Anatolienne ne présente, quant à elle, aucune signature mantellique.

C'est donc pour les importantes informations qu'elles fournissent sur la localisation de la déformation dans le manteau et sur les interactions entre lithosphère et asthénosphère, ainsi que pour leur singularité que nous avons choisi de nous intéresser aux limites de plaques en décrochement.

1.4 Structure du mémoire

L'objectif de ce travail de thèse est de mieux comprendre la distribution latérale et verticale de l'anisotropie dans le manteau le plus supérieur et par là même de mieux contraindre la distribution de la déformation associée à la dynamique des plaques lithosphériques. Nous avons choisi pour cela de nous focaliser sur les zones privilégiées d'interactions entre les plaques tectoniques que sont les frontières de plaques. Parmi les trois grands types de limites de plaques existantes, nous avons choisi de nous limiter aux failles en décrochement qui, comme nous l'avons évoqué plus haut, présentent des caractéristiques intéressantes qui permettent une caractérisation non-ambiguë de l'anisotropie sismique observée.

Jusqu'à très récemment, la couverture sismologique demeurait parcellaire dans de nombreuses régions du globe, ne permettant pas un suivi à grande échelle des variations des propriétés anisotropes au travers des grandes failles. La mise en place du réseau USArray aux États-Unis a permis d'augmenter considérablement la densité de station en Californie, fournissant une opportunité d'imager avec une bonne résolution l'extension latérale de la déformation associée à la faille de San Andreas ainsi que les variations des paramètres anisotropes en Californie. Le travail effectué ces trois dernières années, s'est principalement focalisé autour de trois grands axes ayant pour fil conducteur l'anisotropie sismique et les limites de plaque en décrochement.

Dans le Chapitre 2 : « **Déformation crustale et mantellique sous une limite de plaque décrochante : cas de la faille de San Andreas** » nous présentons les mesures d'anisotropie sismique sous la Californie centrale. Ces mesures ont fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Geophysical Research*. Dans cette étude, nous avons mis à jour la carte de l'anisotropie sismique sous la Californie grâce à l'apport des stations de la campagne USArray et à une dizaine d'années de données supplémentaires par rapport aux précédentes publications. Nous avons pu confirmer la présence de deux couches d'anisotropie sous la limite de plaque et estimer la largeur de la zone de déformation associée à la faille à environ 40 kilomètres à 70 kilomètres de profondeur. Les mesures aux nouvelles stations du réseau USArray situées dans la Great Valley nous ont permis de mettre en évidence l'existence d'une rotation progressive des directions de polarisation asthénosphérique d'Est en Ouest depuis des directions NE/SO au niveau de la Sierra Nevada jusqu'à des directions NO/SE sur la côte Pacifique. Nous avons proposé que cette rotation soit une conséquence de la migration vers l'Ouest de la limite de plaque.

Dans une deuxième section nous présentons un travail visant à mesurer et quantifier l'anisotropie crustale afin d'apporter une meilleure contrainte sur la localisation verticale de l'anisotropie dans le manteau sous-jacent. Nous avons pour cela utilisé une approche basée sur la mesure du déphasage des ondes converties au Moho grâce aux fonctions récepteur.

Dans le Chapitre 3 : « **Modélisation numérique du développement de l'anisotropie sous une limite de plaque décrochante** » nous avons modélisé numériquement le déplacement latéral d'une limite de plaque en décrochement afin d'étudier le développement de la déformation sous ces structures (Figure 1.21). Ce travail, en phase finale de rédaction en vue d'une soumission est présenté sous la forme d'un article scientifique et par conséquent rédigé en anglais. Il combine la modélisation thermomécanique d'une limite de plaque en décrochement en utilisant le programme ADELI à une modélisation du développement de fabriques cristallographiques par une approche viscoplastique auto-cohérente afin d'étudier les conséquences de l'interaction entre une déformation décrochante en surface et un cisaillement en base de lithosphère sur la signature anisotrope de la faille. Nous avons pu montrer que sans zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère la déformation décrochante se développe jusqu'à des profondeurs importantes (environ 125 kilomètres) pour interagir avec le cisaillement basal causé par le déplacement horizontal de la lithosphère au-dessus d'un manteau fixe. Ces interactions produisent en surface une signature anisotrope compatible avec la présence de complexités verticales sous la faille, mais génèrent des rotations trop progressives des fabriques cristallographiques pour qu'on puisse observer deux couches d'anisotropie. Il semble donc nécessaire d'invoquer la présence d'une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère sous la Californie pour y rendre compte des mesures d'anisotropie. Cette étude nous a par ailleurs permis de montrer que les directions de polarisation observées loin de la faille à l'Est de celle-ci ne pouvaient

The diagram illustrates an integrated geophysical workflow for studying the asthenosphere. At the center is a 3D block model of the Earth's crust and upper mantle, showing the upper crust, lower crust, mantle, and asthenosphere. A fault labeled 'b' is depicted. The workflow involves several interconnected components:

- Modélisation thermomécanique** (Thermomechanical modeling) at the top, which feeds into **Modélisation ADELI**.
- VPSC** (Viscoplastic Self-consistent) modeling, which feeds into **Fabriques cristallines** (Crystal fabrics).
- Fabriques cristallines** shows three orientations: [100], [010], and [001], with corresponding microstructural images.
- Pétrophysique** (Petrophysics) leads to **Propriétés élastiques** (Elastic properties), which includes V_p (km/s), AV (%), and V_{sl} (Pol Plane).
- Théorie des raies** (Ray theory) and **Fréquences finies** (Finite frequencies) lead to **Sismogrammes Synthétiques** (Synthetic seismograms).
- Sismogrammes Synthétiques** feeds into **Silver & Chan Splitting intensity**, which then feeds into **Mesures ϕ et δt** (Measurements of ϕ and δt).
- Mesures ϕ et δt** feeds into **Anisotropie** (Anisotropy), which then feeds into **Modélisation ADELI**.
- Modélisation ADELI** also feeds into **Déformation** (Deformation), which feeds into the central 3D model.
- Données Ondes SKS** (SKS wave data) feeds into **Silver & Chan**, which then feeds into **Mesures ϕ et δt** .

A small image of a receiver (Silver & Chan) is shown on the left side of the diagram.

Dans le Chapitre 4 : « **Déformations superficielles et profondes sous la Faille Nord Anatolienne** » nous nous sommes penchés sur le cas de cette faille singulière. Cette frontière de plaque ne présente en effet pas d'indice d'une déformation se propageant jusque dans le manteau. En retraçant des données existantes et en exploitant des données déjà publiées, nous indiquons qu'en l'état actuel, la quantité de données disponibles et leur couverture azimutale sont insuffisantes pour permettre de clore le débat de la présence d'une signature anisotrope associée à la faille. Si toutefois l'absence de signature anisotrope est confirmée, nous pensons qu'elle est due à la forte érosion du manteau lithosphérique sous les hauts plateaux anatoliens consécutive à l'ouverture d'une fenêtre asthénosphérique en réponse à la rupture du panneau plongeant téthysien dans cette région.

p. 33/188

terminera finalement sur des perspectives de travaux futurs dans la continuité des résultats présentés dans ce mémoire.

Chapitre 2 - Déformation crustale et mantellique sous une limite de plaque décrochante : cas de la faille de San Andreas

La faille de San Andreas est sans conteste une des limites de plaques, sinon la limite de plaque la plus connue et la plus étudiée au monde. En effet, sa situation à proximité des principaux centres urbains californiens tels que Los Angeles ou San Francisco, combiné à la puissance des séismes historiques sur cette faille ($M_w \approx 8$ pour le séisme de 1906) en fait une menace majeure pour la région et a par conséquent nécessité la mise en place de nombreux réseaux de surveillance. C'est en outre un objet d'une grande rareté en milieu continental et par conséquent toujours relativement mal compris. Ces caractéristiques uniques font que la densité, la durée d'enregistrement et la qualité du réseau sismologique qui lui sont associées y sont telles qu'elles permettent d'atteindre une résolution rarement atteinte ailleurs; à titre d'exemple, la région de Los Angeles compte une station sismologique tous les 4 kilomètres environ et, certaines stations, comme la station SAO au Sud Est de San Francisco, sont en fonctionnement depuis la fin des années 80. Cette limite de plaque en décrochement présente de plus l'avantage d'avoir une géométrie relativement simple, notamment dans sa partie centrale et Nord où elle est linéaire [Wallace, 1990], ce qui permet de potentiellement bien contraindre les structures et propriétés qui lui sont éventuellement reliées. C'est donc un endroit particulièrement adapté pour y étudier les relations entre déformations en surface et en profondeur. Ces caractéristiques réunies font qu'un certain nombre dans les années 90 et au début des années 2000 se sont appliquées à caractériser la déformation dans cette zone en travaillant sur le déphasage des ondes *SKS* à proximité du système de faille de San Andreas [Ozalaybey et Savage, 1994; Silver et Savage, 1994; Ozalaybey et Savage, 1995; Hartog et Schwartz, 2000,2001; Polet et Kanamori, 2002]. Ces diverses études ont toutes tiré avantage de la densification progressive du réseau sismologique Californien pour proposer une image de plus en plus complète de l'anisotropie sous la Californie Centrale. Elles ont permis de différencier deux types de mesures d'anisotropie sous cette région : des mesures avec un signal anisotrope relativement simple, pouvant être expliquées par une seule couche d'anisotropie, et situées à des distances relativement importantes des failles majeures ($>50\text{km}$), et des mesures réalisées à proximité immédiate de la faille de San Andreas, pour lesquelles le signal montre de fortes dispersions et où l'on doit invoquer la présence en profondeur de plusieurs couches d'anisotropie [Ozalaybey et Savage, 1994; Silver et Savage, 1994; Hartog et Schwartz, 2001] ou d'hétérogénéités [Polet et Kanamori, 2002]. Malgré ces contributions, de nombreuses questions restent ouvertes quant au

partitionnement latéral et vertical de la déformation sous cette limite de plaque. En nous intéressant à la Californie Centrale nous avons voulu tirer parti de dix années de données supplémentaires sur les anciennes stations et de l'augmentation de la couverture azimutale associée afin d'affiner les modèles à deux couches proposés jusqu'ici et ainsi mieux contraindre la localisation latérale et verticale de la déformation. Nous avons aussi voulu profiter des données de nouvelles stations permanentes et surtout de la mise en place des stations temporaires de l'expérience USArray (http://www.earthscope.org/es_obs/usarray_obs/index.php) pour essayer de contraindre latéralement l'extension de la zone à deux couches et par conséquent de la zone de déformation associée à la limite de plaque. La prise en compte des nouvelles stations disponibles permet désormais d'avoir un réseau sismologique avec une maille d'environ 50 kilomètres ce qui permet de se rapprocher de la limite de résolution des ondes SKS qui est d'environ 30 kilomètres.

Dans cette partie nous présenterons en premier lieu les mesures de biréfringence des ondes *SKS* que nous avons réalisées à partir de 65 stations large bande accumulant de deux à presque 20 ans de données. Ce travail qui a fait l'objet d'une publication dans la revue *Journal of Geophysical Research* nous a permis de proposer une mise à jour de la carte d'anisotropie sismique sous la Californie ainsi qu'une vision plus exhaustive de la zone à deux couches d'anisotropie à proximité de la faille de San Andreas [Bonnin, et al., 2010]. Sur la base de l'étude de la variation des valeurs de ϕ en fonction de la distance à la faille il nous a également été possible d'estimer la largeur de la zone de déformation associée à la faille en base de lithosphère. Si nous avons été capables de proposer une localisation verticale des couches anisotropes dans la lithosphère pour la couche associée à la faille de San Andreas, et dans l'asthénosphère, pour le reste de l'anisotropie observée en Californie, l'absence de résolution verticale des ondes *SKS* rend ces propositions sujettes à discussion. C'est pourquoi dans un deuxième temps, nous nous sommes intéressés à la quantification de l'anisotropie contenue dans la croûte par le biais des fonctions récepteurs. Cette méthode d'analyse des faibles signaux sismologiques permet d'exploiter les ondes converties au Moho et notamment les conversions d'ondes *P* en ondes *S* et par conséquent d'analyser l'anisotropie sismique contenue dans la croûte. Nous détaillerons les différentes méthodes de calcul des fonctions récepteurs et quelles sont les difficultés que l'on peut rencontrer lorsque l'on veut en tirer des informations concernant l'anisotropie. Nous terminerons enfin par une discussion sur le partitionnement de la déformation au niveau de la limite de plaque.

2.1 Mesures sismologiques de l'anisotropie mantellique sous la Californie Centrale

Upper mantle deformation beneath the North American–Pacific plate boundary in California from SKS splitting

Mickael Bonnin,¹ Guilhem Barruol,¹ and Götz H. R. Bokelmann¹

Received 6 March 2009; revised 27 August 2009; accepted 13 November 2009; published 8 April 2010.

[1] In order to constrain the vertical and lateral extent of deformation and the interactions between lithosphere and asthenosphere in a context of a transpressional plate boundary, we performed teleseismic shear wave splitting measurements for 65 permanent and temporary broadband stations in central California. We present evidence for the presence of two anisotropic domains: (1) one with clear E–W trending fast directions and delay times in the range 1.5 to 2.0 s and (2) the other closely associated with the San Andreas Fault system with large azimuthal variations of the splitting parameters that can be modeled by two anisotropic layers. The upper of the two layers provides fast directions close to the strike of the main Californian faults and averaged delay times of 0.7 s; the lower layers show E–W directions and delay times in the range 1.5 to 2.5 s and thus can be compared to what is observed in stations that require a single layer. We propose the E–W trending anisotropic layer to be a 150 to 200 km thick asthenospheric layer explained by the shearing associated with the absolute plate motion of the North American lithosphere. The shallower anisotropic layer ought to be related to the dynamics of the San Andreas Fault system and thus characterized by a vertical foliation with lineation parallel to the strike of the faults localized in the lithosphere. We also propose that the anisotropic layer associated with each fault of the San Andreas Fault system is about 40 km wide at the base of the lithosphere.

Citation: Bonnin, M., G. Barruol, and G. H. R. Bokelmann (2010), Upper mantle deformation beneath the North American–Pacific plate boundary in California from SKS splitting, *J. Geophys. Res.*, 115, B04306, doi:10.1029/2009JB006438.

1. Introduction

[2] In the last decades, seismic anisotropy has become a powerful tool for mapping upper mantle deformation and for studying the dynamics of the lithosphere–asthenosphere system. Anisotropy, i.e., the physical property of a medium that induces variations in seismic wave velocities with the direction of propagation, is mostly related to rock microfracturing in the upper crust [e.g., *Crampin*, 1984] or to single-crystal intrinsic elastic properties associated with crystal-preferred orientation at greater depth such as in the lower crust [e.g., *Barruol and Mainprice*, 1993a] or in the upper mantle [e.g., *Mainprice and Silver*, 1993]. At upper mantle depths, seismic anisotropy results primarily from elastic anisotropy of rock-forming minerals, particularly olivine, which develop preferred orientations in response to tectonic stress and flow [e.g., *Nicolas and Christensen*, 1987; *Mainprice et al.*, 2000].

[3] Shear wave splitting is a direct effect of birefringence of the medium and therefore of seismic anisotropy: a shear wave crossing an anisotropic medium splits into two per-

pendicularly polarized shear waves that propagate at different velocities. From three-component seismic records, two parameters can be measured to quantify anisotropy: (1) the delay (δt) between the two split waves that depends on the thickness and on the intrinsic anisotropy of the medium and (2) the azimuth of the fast split wave polarization (ϕ), which is related to the orientation of the pervasive fabric in the anisotropic structure (foliation and lineation) or to fluid-filled microcracks at upper crustal levels.

[4] The San Andreas Fault (SAF) system is a transpressional, dextral strike-slip plate boundary that separates the Pacific plate from the North American plate [e.g., *Wallace*, 1990; *Bokelmann and Kovach*, 2000]. As it separates lithospheres with different nature and ages, it represents an area of major interest for studying the coupling between the Earth's envelopes, i.e., between the crust and the underlying lithospheric mantle and between the lithosphere and the underlying asthenosphere. The relatively simple and linear geometry of the SAF system and the dense seismological instrumentation of the area allow mapping of the deformation and its lateral and vertical variations beneath a major strike-slip plate boundary using shear wave splitting.

[5] In the last 2 decades, several studies have already focused on SKS splitting in California [*Ozalaybey and Savage*, 1994; *Silver and Savage*, 1994; *Ozalaybey and Savage*, 1995; *Hartog and Schwartz*, 2000, 2001; *Polet and Kanamori*, 2002]. These works evidenced regional variations in the

¹Géosciences Montpellier, Université Montpellier II, CNRS, Montpellier, France.

seismic parameters, particularly between stations close to the fault and those farther east, near the Sierras. In eastern California, directions of ϕ were described as trending mostly E–W, whereas near the SAF, fast split shear waves are trending NW–SE and are characterized by larger variations of ϕ with the wave back azimuths. *Silver and Savage* [1994] were the first to model these azimuthal variations in terms of two anisotropic layers for a set of stations close to the SAF: they found that an upper layer with a fast split direction close to the fault strike ($\phi_1 = 50^\circ\text{W}$), overlying a lower layer with E–W direction ($\phi_2 = 90^\circ\text{E}$), could explain the observed back azimuthal variations in ϕ and δt . *Ozalaybey and Savage* [1994] proposed a similar model for station BKS and other stations close to the SAF with $\phi_1 = 45 \pm 22^\circ\text{W}$ and $\phi_2 = 90 \pm 27^\circ\text{E}$ [*Ozalaybey and Savage*, 1995], with a close correlation between the fast azimuth and the strike of the faults. *Polet and Kanamori* [2002] explained the observed variations of the anisotropic parameters in terms of heterogeneity beneath the faults instead of models of two anisotropic layers. In all the papers dealing with models of two anisotropic layers, the different authors agree on the fact that the upper layer is closely related to the fault dynamics and with the associated shear. The origin of the deeper anisotropic layer is more debated, but it is generally associated with a regional asthenospheric flow. *Hartog and Schwartz* [2001] proposed the regional anisotropic layer to be related with absolute motion of the Sierra Nevada–Great Valley block, whereas *Ozalaybey and Savage* [1995] and *Polet and Kanamori* [2002] prefer to explain the regional fast axis directions pattern by postsubduction processes.

[6] The present paper takes advantage of the dense seismic coverage that has recently become available, and especially the recently acquired data from USArray, to better constrain the deformation associated with the plate boundary, as well as that induced by the relative motion between the plate and the convective mantle. The aim of this work is therefore to tackle the lateral and vertical extent of the deformation beneath the SAF system to elucidate the relations between the lithosphere and the underlying upper mantle for the various strike-slip faults accommodating the large-scale relative motion. The USArray experiment provides us an updated map of mantle deformation, even though these temporary deployments provided not more than 2 years of data each, while the regional broadband networks (e.g., Berkeley Digital Seismic Network (Berkeley network), California Integrated Seismic Network (Caltech)) now have stations with much more than 10 years of data. Permanent networks provide enough data to improve the back azimuthal coverage and to go further in the characterization of the complexity of the anisotropic structure.

[7] We focus our investigation on the area extending from the Pacific coast in the west to the Nevada border in the east and from N35° in the south to the Mendocino Triple Junction in the north. This is motivated by the fact that the SAF system is characterized by a relatively linear structure in this zone and that such a relatively simple geometry should permit discriminating between deformation related to the fault itself and deeper deformation. After a brief description of the data and method used in this work, we describe the individual and average results from the scale of the station to the regional scale. Section 4 discusses the various possible

origins of the upper mantle anisotropies and their vertical and lateral locations.

2. Data and Methods

[8] In order to update the anisotropy map of the Californian upper mantle, we analyzed the complete data set provided by 65 broadband stations. These comprise 25 permanent stations of the Berkeley network in the northern part of the study area, 8 from Caltech in the southern part and 1 from the Geoscope network; we also used data from 28 temporary stations from the Transportable Array of the USArray experiment that provide a dense network with a station spacing of about 50 km, increasing considerably the spatial resolution. Finally, we used three stations from the California Transect experiment. Station locations are shown in Figure 1a and are also listed in Table 1.

[9] We analyzed SKS waveforms and performed shear wave splitting measurements at these 65 stations. In order to observe distinct, high signal-to-noise ratio SKS and SKKS phases, we systematically selected events with magnitudes (M_w) larger than 6.0 occurring at epicentral distances in the range of 85° to 120°. We obtained between 100 and 1000 events fitting our criteria at each station. Event origin times and locations were taken from the National Earthquake Information Center preliminary determination of epicenters catalog (U.S. Geological Survey). The phase arrivals were computed using the IASP91 Earth reference model [*Kennett and Engdahl*, 1991]. As an example, the events selected at station BKS (Figure 1b) show the rather good back azimuthal coverage that can be obtained in this area from permanent seismological stations.

[10] For each selected event, we measured the two splitting parameters, i.e., the azimuth of the fast axis ϕ and the delay time δt between the fast and slow components of the two split shear waves by using the SplitLab software [*Wüstefeld et al.*, 2008]. This software developed under the Matlab environment is freely available at <http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/> and is particularly well suited to processing large amounts of data while preserving an event-by-event approach and helping the user in the fastidious tasks of data preprocessing and in the results analysis and diagnostic. It simultaneously utilizes three different techniques: (1) the rotation-correlation method [*Bowman and Ando*, 1987] to maximize the cross correlation between the radial and transverse component of the SKS phase, (2) the minimum energy method [*Silver and Chan*, 1991] to minimize the energy on the transverse component, and (3) the minimum eigenvalue method [*Silver and Chan*, 1991].

[11] We performed 1832 individual splitting measurements of which 1393 were nonnull measurements. The splitting parameters (ϕ , δt) are reported in Data Set S1 of the auxiliary material, together with the phase used, the back azimuth and angle of incidence of the selected events, and the error bars determined from the 95% confidence interval in the (ϕ , δt) domain.¹ We ascribe a quality factor for each measurement (good, fair, or poor) depending on the signal-to-noise ratio of the initial waveform, the correlation between the fast and slow shear waves, the linearization of the polar-

¹Auxiliary materials are available at <ftp://ftp.agu.org/apend/jb/2009/jb006438>.

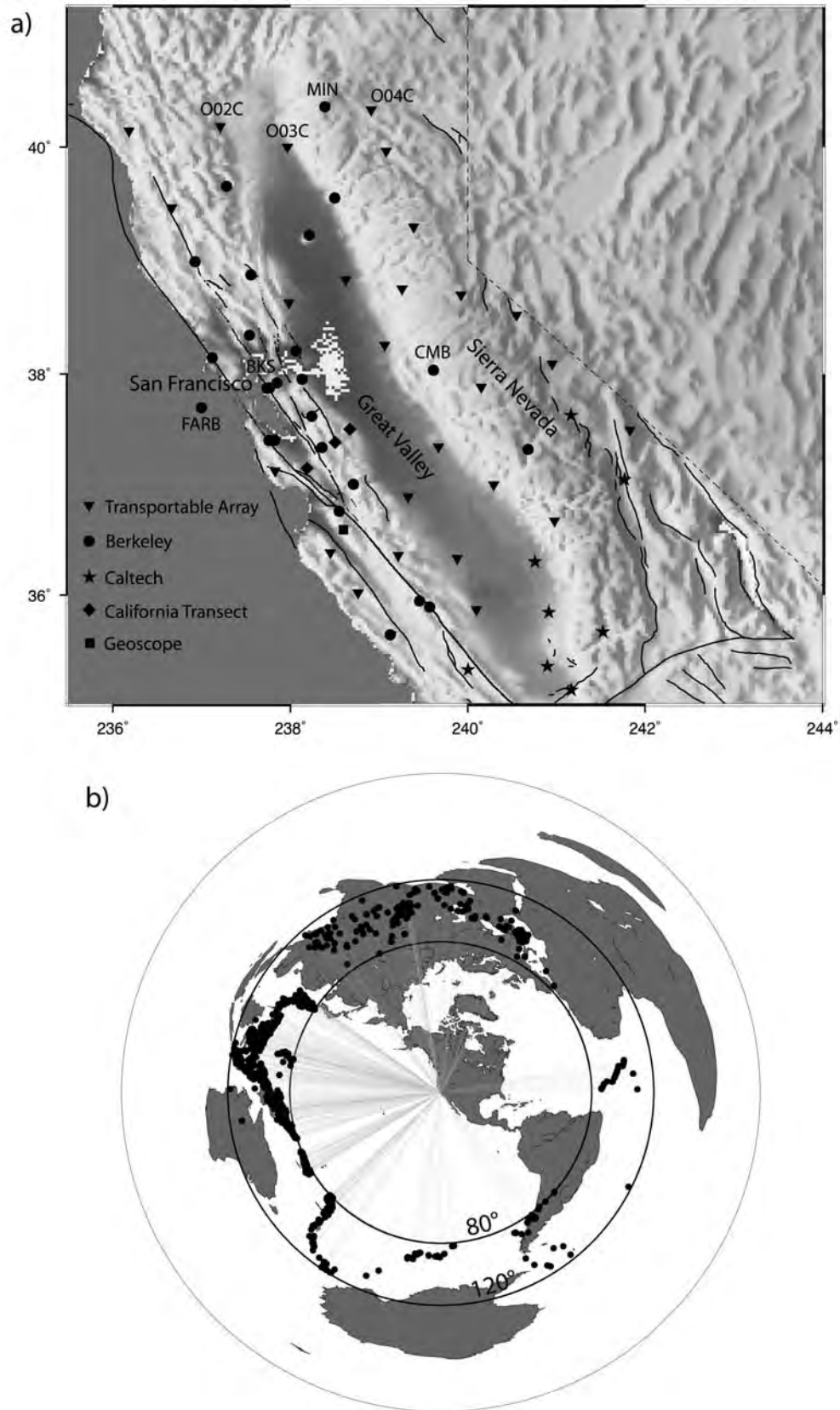


Figure 1. (a) Location of the broadband seismic stations used in this study. BKS, CMB, FARB, MIN, O02C, and O04C are stations cited in this study. Black lines show major faults of the San Andreas Fault (SAF) system. (b) Locations of the events selected at BKS station (magnitude greater than 6.0, occurring between 80° and 120° of epicentral distance); the projection preserves the back azimuthal coverage in the California region.

Table 1. Station Locations Together With the Number of Measurements Performed for Each Station^a

Station	Latitude (deg)	Longitude (deg)	Number of Measurements				
			Total	Good	Fair	Poor	Nulls
ARV	35.127	-118.830	6	1	4	1	2
BAK	35.344	-119.104	15	4	4	2	5
BDM	37.954	-121.866	53	15	15	3	20
BKS	37.876	-122.236	68	22	23	16	7
BNLO	37.131	-122.173	17	3	9	2	3
BRIB	37.919	-122.152	24	8	13	1	2
BRK	37.874	-122.261	39	21	14	1	3
CMB	38.035	-120.387	164	48	50	25	41
CVS	38.345	-122.458	50	12	22	11	5
FARB	37.698	-123.001	28	17	3	1	7
FERN	37.153	-121.812	17	6	4	5	2
GASB	39.655	-122.716	10	2	2	1	5
HAST	36.389	-121.551	13	2	7	2	2
HELL	36.895	-120.674	24	6	9	2	7
HOPS	38.993	-123.072	72	17	27	20	8
ICAN	37.505	-121.328	15	5	5	3	2
ISA	35.663	-118.474	20	5	6	2	7
JRSC	37.404	-122.239	55	12	15	11	17
KCC	37.324	-119.319	100	35	37	15	13
LAVA	38.755	-120.740	26	7	7	2	10
MCCM	38.145	-122.880	10	4	2	1	3
MHC	37.342	-121.643	75	14	31	18	12
MIN	40.346	-121.607	20	2	5	1	12
MLAC	37.630	-118.836	16	6	9	0	1
MNRC	38.879	-122.443	19	1	9	2	7
O01C	40.140	-123.820	1	0	0	0	1
O02C	40.177	-122.788	7	3	2	1	1
O03C	39.997	-122.032	7	0	1	1	5
O04C	40.320	-121.086	14	7	4	1	2
O05C	39.962	-120.918	13	3	5	0	5
ORV	39.555	-121.500	114	24	26	8	56
P01C	39.469	-123.336	7	2	4	0	1
P05C	39.303	-120.608	14	4	3	1	6
PACP	37.008	-121.287	38	19	7	4	8
PKD	35.945	-120.542	41	12	20	3	6
PKD1	35.889	-120.426	14	5	4	0	5
POTR	38.203	-121.935	25	4	8	5	8
Q03C	38.633	-122.015	9	4	3	1	1
Q04C	38.834	-117.182	18	2	7	1	8
R04C	38.257	-120.936	32	12	11	1	8
R05C	38.703	-120.076	17	11	3	0	3
R06C	38.523	-119.451	14	10	4	0	0
R07C	38.089	-119.047	12	6	4	1	1
RAMR	35.636	-120.870	27	2	14	3	8
RCT	36.305	-119.244	5	2	0	0	3
S04C	37.505	-121.328	13	8	3	1	1
S05C	37.346	-120.330	24	10	8	2	4
S06C	37.882	-119.849	16	3	7	1	5
S08C	37.499	-118.171	17	12	4	0	1
SAO	36.764	-121.447	99	22	26	32	19
SAVY	37.389	-121.496	10	2	6	2	0
SCZ	36.598	-121.403	73	16	19	20	18
SMM	35.314	-119.996	28	6	3	9	10
STAN	37.404	-122.175	9	3	4	0	2
SUTB	39.229	-121.786	10	1	2	0	7
T05C	38.896	-120.674	6	1	3	1	1
T06C	37.007	-119.709	23	9	11	0	3
TIN	37.054	-118.230	27	7	17	1	2
U04C	36.363	-120.783	17	2	9	1	5
U05C	36.336	-120.121	8	1	6	0	1
V03C	36.021	-121.236	14	3	7	0	4
V04C	35.636	-120.870	15	1	7	0	7
V05C	35.867	-119.903	8	1	4	2	1
VES	35.841	-119.085	6	1	2	2	1
WENL	37.622	-121.757	22	8	11	0	3

^aGood, fair, and poor are quality indicators assigned to measurements, where splitting is observed; whereas nulls are measurements where no splitting is apparent.

ization on the transverse component, the linear pattern of the particle motion in the horizontal plane after correction, and the size of the 95% confidence region. As SplitLab provides measurements performed with both the rotation-correlation (RC) method [Bowman and Ando, 1987] and the minimum energy method [Silver and Chan, 1991], the final quality also depends on the similarity between the two methods. Good measurements, such as the one shown in Figure 2 (event 1993.219.00 recorded at station CMB), satisfy the following conditions: (1) high initial wave signal-to-noise ratio, (2) good correlation between fast and slow shear waves, (3) good linearization of the polarization of the transverse component, (4) small confidence region, and (5) good correlation between the RC and minimum energy methods. This example clearly shows strong energy on the transverse component (T) of the initial seismogram, and the elliptical particle motion in the T-Q plane normal to the ray is well linearized after anisotropy correction [see Wüstefeld *et al.*, 2008]. Fair measurements fit at least four of these conditions; the other ones are poor measurements. This qualitative approach is very useful for analyzing and sorting the final results. Filtering was manually applied depending on characteristics of each seismogram in order to keep the largest amount of signal as possible. When necessary, i.e., when long-period and/or high-frequency noise level was present, they were band-pass filtered using various combinations of corner frequencies (typically between 0.01 and 0.2 Hz, as shown in Data Set S1 of the auxiliary material).

[12] In addition to the nonnull measurements, we observed 439 “nulls,” i.e., event-station pairs devoid of energy on the transverse component of the seismogram suggesting that the SKS wave had not been split. This may happen in three kinds of situations: either (1) when the medium is isotropic; (2) when the incoming SKS wave is polarized parallel to the slow or the fast direction in the anisotropic medium; or (3) finally, in cases of two anisotropic layers with orthogonal symmetry axes beneath the station and with similar delay times in each layer, when the upper layer “removes” the delay acquired in the lower layer. We reported null measurements in Data Set S2 of the auxiliary material. We also ascribe quality to these measurements mostly depending on the presence of energy on the transverse component but also on the signal-to-noise ratio (SNR), on the linearity of the particle motion, and on the valley shape of the confidence area. Good nulls are characterized by high SNR on the radial component and no energy on the transverse component; fair are measurements where there is some energy on the transverse component but not enough to measure splitting.

3. Results: Seismic Anisotropy Beneath Central California

3.1. Individual Splitting Measurements

[13] Figure 3a presents the whole set of individual splitting measurements that we performed in central California, plotted at each respective station. Figure 3b plots the back azimuth of the events that produced null splitting measurements. At large scale, fast axis directions show a regional clockwise rotation between values approximately NE–SW to E–W in the Sierra Nevada and values more NW–SE close to the Pacific coast. In the northern part of the map in

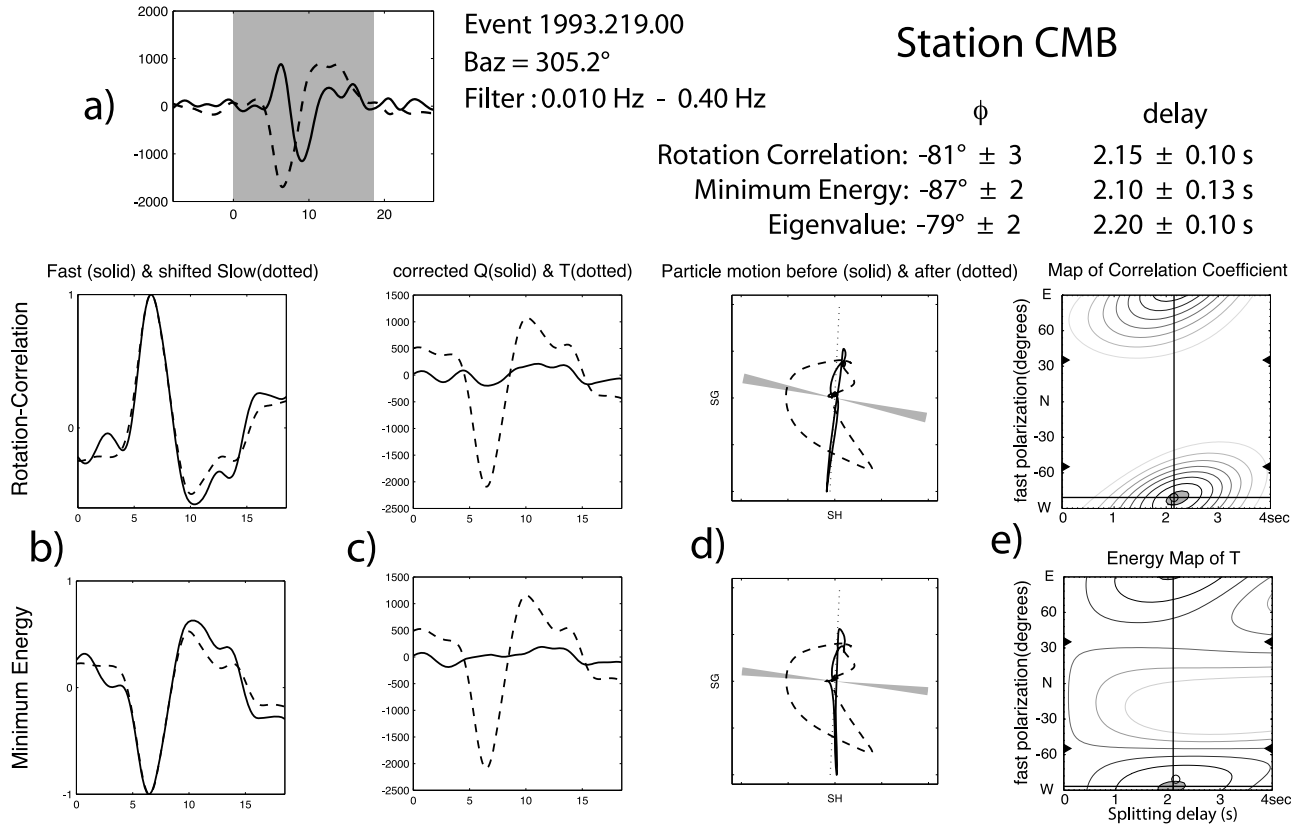


Figure 2. Example of a good splitting measurement (event 1993.219.00) at station CMB. (a) Initial seismogram before analysis (dashed line, radial component; solid line, transverse component; gray zone, calculation window). (b) Seismogram rotated in fast and slow orientations (dashed line, fast component; solid line, shifted slow component). (c) Anisotropy-corrected components (dashed line, radial component; solid line, transverse component). (d) Particle motion before (dashed line) and after (solid line) correction. (e) Splitting measurement result with 95% confidence region (gray zone); lines give values of splitting delay and fast direction. This example is characterized by an E–W trending fast anisotropic direction (N087°E) and by a 2.0 s delay time.

Figure 3a, three stations (O02C, MIN, and O04C (see Figure 1a for locations)) show a different trend with fast polarization directions going approximately E–W in the Sierra to clear NE–SW in the west. Null back azimuths are consistent with those observations: most nulls are observed along azimuths subparallel or perpendicular to the fast polarizations (see Figure 3). The splitting directions for the south of the studied area show strong variations of anisotropic parameters with a few measurements that can be partly explained by a lower signal-to-noise ratio at those stations.

[14] The general pattern is consistent with that of *Polet and Kanamori* [2002], who also observed an apparent clockwise rotation between eastern and western California. The present study, however, presents many more splitting measurements and fills several gaps of splitting observations that existed in central California, especially in the Great Valley area. A difference, with respect to *Polet and Kanamori* [2002], is that we observe strong variations for both ϕ and δt values at stations close to the SAF. This difference may be due to the fact that we processed more data than in their study. The directions of fast polarization obtained for the northern stations seem to be less N–S than in our study, doubtless caused by a smaller number of measurements.

3.2. Spatial Variations of Anisotropic Measurements

[15] As in previous studies, our observations indicate that central California seems to be characterized by two different regions regarding the degree of scatter of the anisotropic parameters. Stations in the vicinity of the SAF system are characterized by strong scatter in both the fast polarization directions and delay times, whereas stations located in the eastern and northern areas are characterized by much more homogeneous splitting directions, with values ranging between NE–SW and E–W. In order to illustrate this different anisotropic behavior, we present the individual anisotropic parameters in Figure 4 as a function of event back azimuth at station CMB in the Sierra Nevada and at station BKS on the SAF (see Figure 1 for locations).

[16] Our observations at CMB do not show strong and consistent variations in the splitting parameters with back azimuth. Even though back azimuthal coverage is not complete, we observe a rather good coherence of the fast polarization directions (Figure 4a) and delay times (Figure 4b) over the different azimuths. The absence of back azimuthal variation of the anisotropic parameters suggests a rather simple single-layer anisotropic structure beneath this station and allows us to determine the average ϕ as δt values for station CMB. These are well defined and N084°E

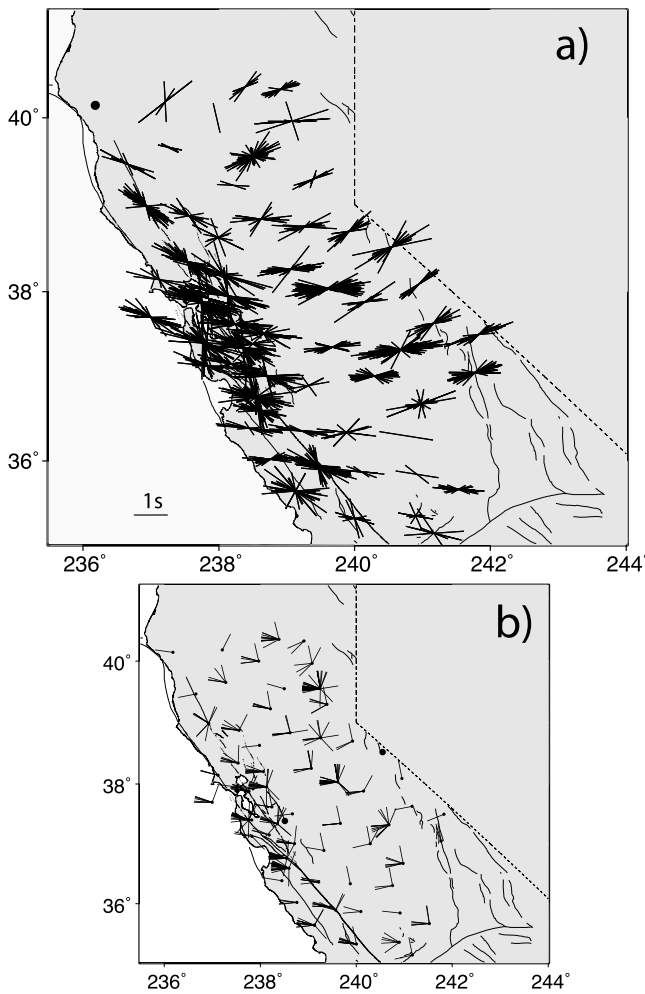


Figure 3. (a) Individual splitting measurements plotted at each station; the azimuth of each segment represents the direction of the fast split shear wave and the length of the segment the delay time. Black dot represents station which yielded no splitting measurement. (b) Null measurements observed at each station; directions of each segment represent the back azimuth of the events that produced nulls. Black dots are stations where no nulls were observed.

and 1.77 s, respectively. Such an averaging has been performed at every station where no coherent back azimuthal variation of ϕ and δt was observed; these values are reported in Table 2. Interestingly, all the stations characterized by a weak scatter in the splitting parameters give fast polarization directions ranging from N060°E to E–W and delay times in the range 1.0 to 2.0 s, with an average close to 1.5 s. All these stations are within and to the east of the Great Valley, and they define a zone in the Sierra where splitting parameters values seem homogeneous.

[17] Station BKS is close to the SAF and is representative of the western stations. Figures 4c and 4d present the clear and strong back azimuthal variations of ϕ in the range -60°E to -10°E and of δt in the range 0.8 to 3.2 s. These back azimuthal variations are clearly not random but well organized. Because of the large number of data, we obtain well-constrained back azimuthal variations of the anisotropic

parameters that evidence a $\pi/2$ periodicity for both ϕ and δt , although the sparse azimuthal window results from the fact that most measurements have been performed from events coming from the west. Interestingly, 15 other stations located along the SAF system in central California present very similar patterns of variation in their anisotropic parameters.

3.3. Modeling of Two Anisotropic Layers

[18] Following *Silver and Savage* [1994], *Ozalaybey and Savage* [1994, 1995], *Barruol and Hoffmann* [1999], or *Hartog and Schwartz* [2001], we suggest that such back azimuthal variation could result from the presence of two anisotropic layers beneath these stations. This is motivated by the well-developed $\pi/2$ periodicity of the anisotropic parameter variations in our data, which is well explained by the presence of two anisotropic layers beneath a seismic station. We propose below a modeling approach to constrain the possible geometries of these anisotropic layers that may explain our observations.

[19] A shear wave propagating successively through two anisotropic layers is split twice and should generate four quasi-shear waves that should be observed at the receiver. Because the signal period typically ranges from 8 to 30 s and the amplitude of the delay times is around 1 s, the split waves are not individualized but overlapping each other; therefore, only apparent splitting parameters can be deduced from the waveform analysis. As described by *Silver and Savage* [1994], one can, however, calculate the theoretical apparent ϕ and δt variations as a function of the event back azimuth by direct modeling, keeping in mind that it is theoretically not possible to determine a unique model from observations of apparent splitting parameters without independent constraints [e.g., *Hartog and Schwartz*, 2001].

[20] Thanks to the large number of high-quality measurements and the clear back azimuthal variations of ϕ and δt , we decided to search for the four best model parameters (ϕ lower layer, δt lower layer, ϕ upper layer, and δt upper layer) using the approach described by *Fontaine et al.* [2007]. Following the scheme described by *Silver and Savage* [1994] and for a dominant signal frequency of 0.1 Hz, we computed the apparent splitting back azimuthal variations for each two-layer model by varying in each layer the fast directions in steps of 2° (from 0°E to 180°E) and the delay time by steps of 0.2 s (from 0 to 2.6 s), providing a total of 1,353,690 models to test at each station. The fit between the observations and the theoretical apparent variations of the anisotropic parameters allows one to sort the models and to find the best fitting solutions characterized by the largest fitting parameter R_{adj}^2 (adjusted standard misfit reduction) [*Walker et al.*, 2005; *Fontaine et al.*, 2007].

[21] Figures 4c and 4d present the observed splitting parameters together with the best two-layer model computed for station BKS. This best fitting model is characterized by an upper layer $\phi_1 = -30^\circ\text{E}$ and $\delta t_1 = 0.6$ s and a lower layer $\phi_2 = -78^\circ\text{E}$ and $\delta t_2 = 1.6$ s. This particular model slightly differs from the one proposed by *Ozalaybey and Savage* [1994] but falls within its uncertainties. It should be better constrained by the almost 15 years of supplementary recordings. The two-layer models were calculated for each station where consistent azimuthal variations were detected. In order to ensure that this methodology is not too influenced by the quality of the

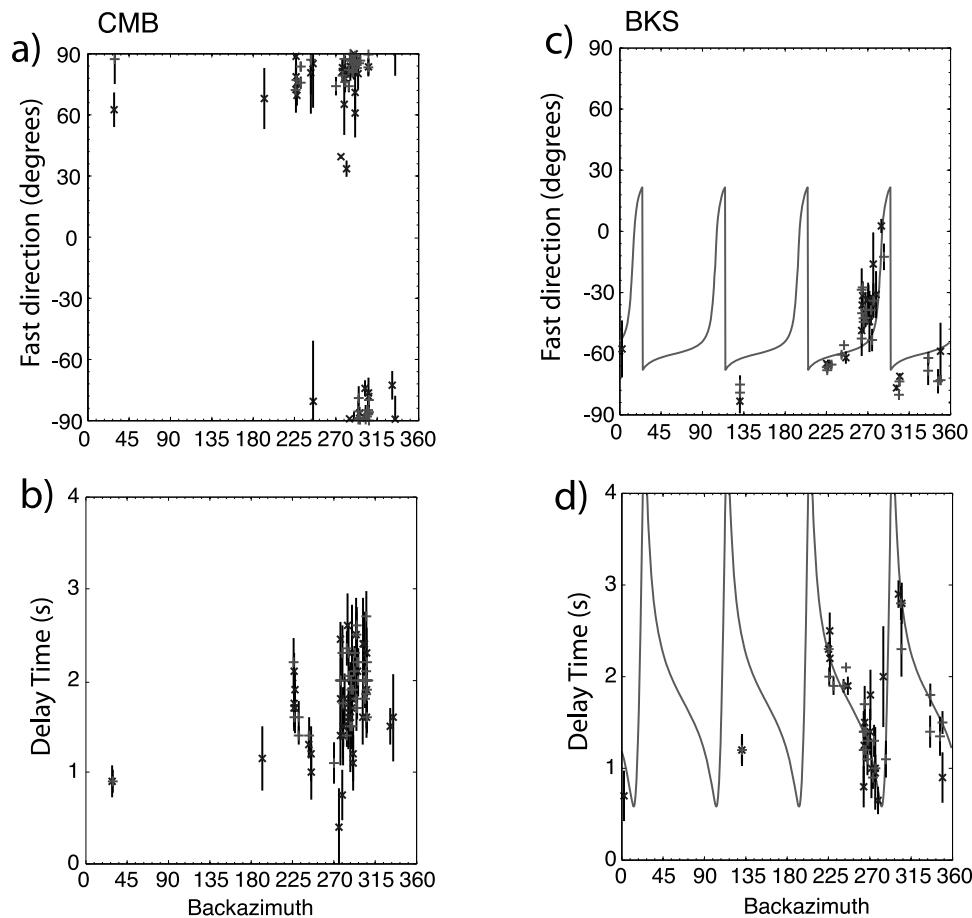


Figure 4. Individual splitting parameter values (ϕ , δt) with respect to event back azimuths. (a) Fast directions ϕ (in degrees) and (b) delay times δt (in seconds) obtained at station CMB (see location in Figure 1). (c) Fast directions and (d) delay times obtained at station BKS. The curves correspond to the best two-layer model: $\phi_1 = -30^\circ\text{E}$, $\delta t_1 = 0.6$ s; $\phi_2 = -78^\circ\text{E}$, $\delta t_2 = 1.6$ s. Errors bars correspond to the 95% confidence region.

splitting measurements, we systematically search for the best fitting two-layer model by using (1) all the splitting data, (2) only the good and fair splitting measurements, and (3) only good splitting measurements. Such an approach allows us to only keep models that have $R_{\text{adj}}^2 > 0.5$, which indicates that at least 50% of the anisotropic signal can be explained by two layers of anisotropy.

[22] Figure 5 presents the results determined in this study at the stations where two-layer models provide a better solution than a single layer (see Table 3). These two maps clearly show that the stations requiring two anisotropic layers to explain the back azimuthal variations of the anisotropic parameters are clearly located close to the SAF system, as observed by *Ozalaybey and Savage* [1995] and *Hartog and Schwartz* [2001]. Our direct modeling concludes that the polarization directions within the upper layers (Figure 5a) show a good correlation with the strike of the main faults, whereas the orientation of the fast azimuths within the lower layers (Figure 5b) are more or less E–W, i.e., similar to the trend of the fast directions observed farther east.

3.4. Synthesis

[23] Figure 6 presents the final map of anisotropic parameters for central California. It includes all the (weighted)

average splitting parameters for the stations with no back azimuthal variations, i.e., those underlain by a single anisotropic layer and the best two-layer models found at the other stations. The black dots represent stations without enough available data and where no reasonable average or double-layer model could be performed without including strong bias. These are mostly USArray stations that provided only 2 years of data and often produced a limited number of well-constrained splitting measurements.

[24] The map in Figure 6 shows a clear homogeneity of the fast polarization directions and delay times for most of the stations at which we did not find evidence of two anisotropic layers. We observe average ϕ values in the range $\text{N}060^\circ\text{E}$ to 90° and average δt close to 1.5 s. Interestingly, the E–W trending anisotropic directions are also detected on the western side of California beneath the SAF system for the deeper anisotropic layer, suggesting that such an anisotropic pattern could result from a single anisotropic structure and process, extending from the Pacific coast in the west to the Sierras in the east. These observations are indeed consistent with those of *Ozalaybey and Savage* [1995], *Hartog and Schwartz* [2000, 2001], and *Polet and Kanamori* [2002], which evidenced the existence of a regional layer beneath California, but also with large-scale

Table 2. Averaged Splitting Parameters Values for Stations Where No Back Azimuthal Variation Is Observed

Station	Latitude (deg)	Longitude (deg)	ϕ (deg)	δt (s)	Number of Measurements Averaged
CMB	38.035	-120.387	85 ± 1	1.8 ± 0.1	102
FARB	37.698	-123.000	-68 ± 3	1.9 ± 0.1	19
GASB	39.655	-122.716	-78 ± 18	0.9 ± 0.6	1
HAST	36.389	-121.551	-82 ± 4	1.4 ± 0.1	9
HELL	36.680	-119.023	-86 ± 9	1.2 ± 0.1	11
ISA	35.663	-118.474	88 ± 4	1.3 ± 0.1	10
KCC	37.324	-119.319	83 ± 2	1.5 ± 0.1	74
LAVA	38.755	-120.739	80 ± 3	1.1 ± 0.1	11
MIN	40.346	-121.607	49 ± 8	1.3 ± 0.4	3
MLAC	37.630	-118.836	58 ± 3	1.4 ± 0.1	14
O02C	40.177	-122.788	36 ± 9	1.6 ± 0.2	5
O04C	40.320	-121.086	68 ± 4	1.1 ± 0.1	11
O05C	39.962	-120.918	-87 ± 7	1.9 ± 0.3	8
ORV	39.555	-121.500	76 ± 5	1.1 ± 0.1	34
P01C	39.469	-123.338	-68 ± 6	1.5 ± 0.2	3
P05C	39.303	-120.608	61 ± 6	0.9 ± 0.2	6
R04C	38.257	-120.936	82 ± 3	1.5 ± 0.1	20
R05C	38.703	-120.076	62 ± 3	1.4 ± 0.1	12
R06C	38.523	-119.451	62 ± 4	1.5 ± 0.1	13
R07C	38.089	-119.047	51 ± 3	1.4 ± 0.1	11
RCT	36.305	-119.244	-81 ± 10	2.0 ± 0.5	1
S04C	37.505	-121.328	-80 ± 5	1.4 ± 0.2	11
S05C	37.346	-120.330	79 ± 3	1.55 ± 0.1	16
S06C	37.882	-119.849	67 ± 6	1.5 ± 0.1	7
S08C	37.499	-118.171	70 ± 3	1.5 ± 0.1	14
SAVY	37.389	-121.486	-81 ± 9	1.5 ± 0.1	7
SMM	35.314	-119.996	-67 ± 8	1.3 ± 0.1	11
SUTB	39.229	-121.786	-81 ± 9	1.1 ± 0.3	2
T06C	37.007	-119.709	85 ± 3	1.6 ± 0.1	19
TIN	37.054	-118.230	74 ± 2	1.8 ± 0.7	23
U05C	36.336	-120.121	-86 ± 8	1.5 ± 0.2	6
V03C	36.021	-121.236	86 ± 4	1.3 ± 0.1	9
V05C	35.867	-119.903	-86 ± 6	1.6 ± 0.3	4
VES	35.841	-119.085	-66 ± 10	1.2 ± 0.2	2

observations of upper mantle azimuthal anisotropy from surface wave tomography [e.g., *Debayle et al.*, 2005]. On the other hand, our findings show that the double-layer extent is geographically limited to the neighborhood of the SAF system, particularly in the south where results obtained at stations located at approximately 50 km from the fault do not show evidence of back azimuthal variations of the splitting parameters and therefore do not require two layers of anisotropy. Interestingly, close to the San Francisco Bay, the double anisotropic layer models seem to extend to a wider zone (about 100 km from the SAF in a strict sense), corresponding more or less to the extent of active faulting at the surface.

4. Discussion

4.1. Lateral Extent of the Anisotropy

[25] In section 3, we show that stations located on or close to the plate boundary are characterized by the presence of two anisotropic layers and that the upper anisotropic layer is likely related to plate boundary deformation (see Figure 6). By using individual splitting measurements instead of mean splitting values, we try in this section to provide more accurate evidence for the lateral extent of the plate boundary deformation. In order to approach the question of the location of the deformation at depth, and considering that the lithosphere thickness beneath western California is close to 70 km [e.g., *Melbourne and Helmberger*, 2001; *Li*, 2007], we project the splitting parameters along the seismic ray down to the 70 km depth piercing point (as schematically presented in Figure 7). Such an approach allows us to determine the distance d between the piercing point of the *SKS* ray at that depth and the surface trace of the fault and to study the relation between the anisotropy measurements and the surface trace of the faults. As shown in Figure 7 and assuming a vertical extent of the SAF throughout the lithosphere, a station installed

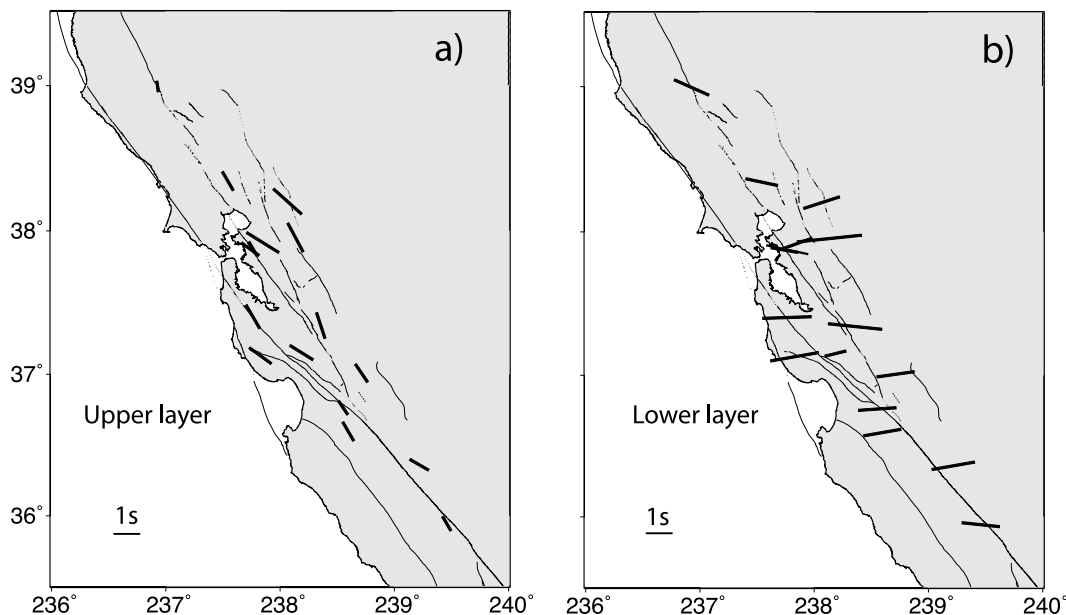
**Figure 5.** Anisotropic parameters of the best two-layer models obtained at stations where two layers are required to explain the *SKS* splitting: (a) upper layers and (b) lower layers.

Table 3. Splitting Parameter Values of the Best Two-Layer Models^a

Station	Latitude (deg)	Longitude (deg)	ϕ_{up} (deg)	δt_{up} (s)	ϕ_{low} (deg)	δt_{low} (s)	R_{adj}^2
BDM	37.954	-121.866	-28	1.2	84	2.4	0.93
BKS	37.876	-122.236	-30	0.6	-78	1.6	0.73
BNLO	37.131	-122.172	-54	1.0	80	1.8	0.75
BRIB	37.919	-122.152	-58	1.4	70	1.2	0.84
BRK	37.874	-122.261	-54	0.8	-80	1.0	0.75
CVS	38.345	-122.458	-30	0.8	-78	1.6	0.5
FERN	37.153	-121.812	-58	1.0	76	0.8	0.81
HOPS	38.994	-123.072	-8	0.4	-66	1.4	0.54
JRSC	37.404	-122.239	-30	1.0	88	1.8	0.79
MHC	37.342	-121.643	-18	1.0	-84	2.0	0.8
PACP	37.008	-121.287	-34	0.8	82	1.4	0.73
PKD	35.945	-120.542	-30	0.6	-84	1.4	0.72
POTR	38.203	-121.935	-48	1.4	72	1.4	0.67
SAO	36.764	-121.447	-34	0.6	86	1.4	0.68
SCZ	36.598	-121.403	-30	0.8	80	1.4	0.88
U04C	36.363	-120.782	-60	0.8	80	1.6	0.63

^a R_{adj}^2 indicates the values of the correlation coefficient obtained between the models and the observations.

close to the fault itself may record *SKS* phases crossing an unperturbed mantle if the ray arrives from the east (*SKS* wave 1), and alternatively, a station installed east of the SAF may record seismic rays crossing the deep structure of the fault itself if the event arrives from the west (*SKS* wave 2). The width of the Fresnel zone obviously imposes a limit of resolution for that comparison. To go below that limit, one would need to apply finite-frequency techniques [e.g., *Favier and Chevrot, 2003*].

[26] Figure 8 presents the variations of splitting parameters ϕ and δt measured from individual events as a function of distance from the SAF in a strict sense (Figures 8a and 8b) or to the closest fault within the SAF system (Figure 8c). This allows us to estimate the lateral extent of the anisotropy at depth related to this fault, i.e., to locate the boundary between the region characterized by two anisotropic layers and the region characterized by a single anisotropic layer. The black curve corresponds to the variations of the mean splitting parameter for a 20 km wide moving window.

[27] In Figure 8a, average values of δt are globally constant and close to 1.5 s. A distance dependence is not apparent because of uncertainties of this parameter. The behavior of fast directions ϕ presented in Figure 8b appears to be rather different though: at large distance to the SAF fault (>100 km), the black curve is in the range 80° to 90° (consistent with the E–W Sierras directions), whereas close to the fault, the average is close to N120°E, illustrated by the large scatter observed in this region and explained by the strong back azimuthal variations related to the presence of two anisotropic layers. Figure 8b suggests that this two-layered domain extends relatively widely, between at least 50 (west) and 80 km (east) from the surface trace of the SAF. There is perhaps an asymmetry, which may possibly be due to the relative position of the San Andreas Fault within the plate boundary system, but it may also be due to the thinner lithosphere to the east the SAF [*Melbourne and Helmberger, 2001*]. The lithosphere might thus be more deformable there than on the western side, leading to strain and formation of anisotropy preferentially in the eastern part.

[28] In order to take into account not only the deformation induced by the SAF itself but also the other faults that may together accommodate the strike-slip deformation at depth

(Calaveras, Hayward, Greenville faults, etc.), Figure 8c shows the variations of ϕ with respect to the distance to the closest fault (and not specifically the SAF in a strict sense). The pattern is different in the sense that the scattered values are now grouped more closely to 0 km. The average curve decays more quickly with distance, suggesting not only that the San Andreas Fault is a source of anisotropy at depth but that the other strike-slip faults of the system also produce back azimuthal variations of the anisotropic parameters and hence two anisotropic layers. This implies that those other faults are likely lithospheric faults and not restricted to the crust. This analysis provides a simple (but certainly oversimplified) view of the plate boundary that consists of a set of faults, each extending throughout the entire lithosphere and that each of these faults is about 40 km wide in the lithospheric mantle. At this level of

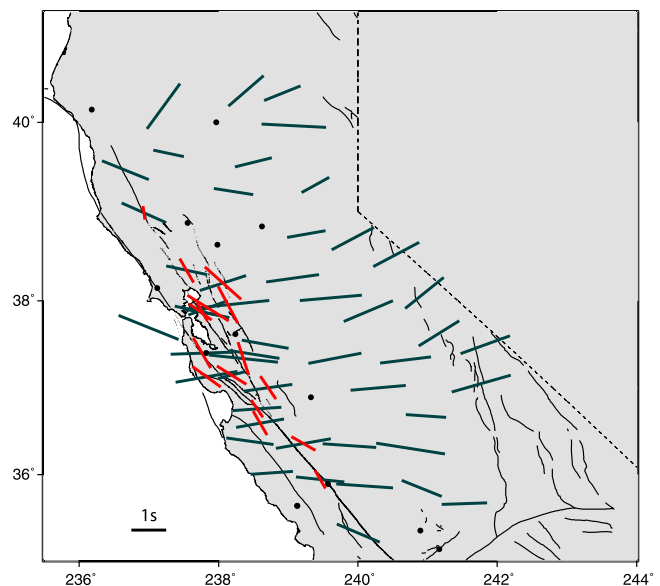


Figure 6. Anisotropy map of central California presenting the averaged splitting measurements together with the best two-layer models. Red bars are upper layers of the two-layer models. Black dots indicate stations where neither averaging nor two-layer modeling could be performed.

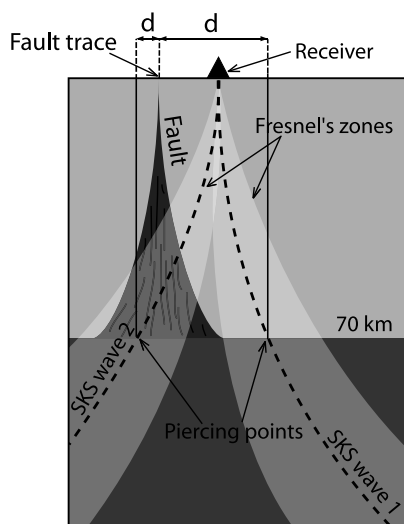


Figure 7. Cartoon explaining the way the individual splitting measurements are projected in Figure 8 in order to evaluate the actual distance between the fault and the 70 km (i.e., the assumed bottom of the lithosphere) depth piercing point. Horizontal distance between the 70 km piercing point of the *SKS* wave to the surface trace of the fault(s) is represented by d . Note that for a station close to the fault, *SKS* waves may sample the upper mantle from each side of the fault depending on the wave back azimuth. The shaded area illustrates the width of the Fresnel zone for each *SKS* wave, calculated for a dominant period of 10 s.

inference, the deformation appears to be more or less symmetric across the faults, and the entire SAF system appears to be about 130 km wide (Figure 8c). One has, however, to notice that these observations do not take into account the width of the Fresnel zone of the *SKS* waves at 70 km depth (close to 100 km). The proposed width of the deformation zone associated with strike-slip faults in California is therefore a minimum value.

4.2. Vertical Location and Extent of the Anisotropy

[29] The major limitation in interpreting *SKS* splitting is that there is no direct constraint on the vertical location of the anisotropy. Theoretically, because *SKS* waves are generated at the core-mantle boundary, the splitting could be acquired everywhere along its 2900 km long path to the Earth's surface. There is, however, a large consensus concerning the overall isotropy of the lower mantle [e.g., Meade et al., 1995] although seismic anisotropy has been described in its lowermost part in the D'' region for horizontally propagating *S* waves [e.g., Kendall and Silver, 1998] and although anisotropy may be also locally present beneath the transition zone in some subduction environments [e.g., Wookey et al., 2002]. Petrophysical investigation of the transition zone suggests that it may be weakly anisotropic due to the small intrinsic anisotropies of the constituting mineral phases [e.g., Mainprice et al., 2000; Mainprice et al., 2008]. The analysis of olivine slip systems at upper mantle depths finally suggests that most preferred orientations are likely concentrated in the uppermost 300 km of the Earth [Mainprice et al., 2005], which is confirmed by the systematic presence of olivine lattice-preferred orienta-

tion in natural peridotites, like basalt xenoliths [e.g., Pera et al., 2003], kimberlite nodules [e.g., Ben Ismail et al., 2001], orogenic peridotite bodies [e.g., Peselnick et al., 1974], or ophiolite massifs [e.g., Jousset and Mainprice, 1998]. From a seismological point of view, analyses of the sensitivity kernels suggest that the *SKS* waves are primarily sensitive to anisotropy in the uppermost 300 to 400 km of the Earth [Sieminski et al., 2007], i.e., in the uppermost lithospheric and asthenospheric mantle. This is consistent with the large-scale global correlation between the anisotropy patterns derived from surface waves [e.g., Debayle et al., 2005] and *SKS* splitting observations [Wüstefeld et al., 2009].

[30] In this section we discuss the vertical location of the deformation by taking into account the observed delay times, the possible thicknesses of the various anisotropic layers, and the possible intrinsic magnitude of anisotropy that could be constrained independently through petrophysical analyses of mantle rocks. Such discussion has to take into account the geological settings (lithosphere thickness, locations, and orientations of the geologic structures).

4.2.1. Regional, "E-W" Anisotropy

[31] This work presents evidence for a regional anisotropic layer beneath the entire study area that is characterized by a N060°E to E-W fast directions and by high and constant delay times around 1.5 s (see Figure 6). Considering that the lithosphere beneath central California is only 70 km thick [e.g., Melbourne and Helmberger, 2001; Li, 2007], including a crustal thickness of 25 km close to the SAF and 50 km beneath the Sierras [e.g., Mooney and Weaver, 1989], one has to admit that the anisotropic signal is likely acquired in the sublithospheric mantle, i.e., within the asthenosphere.

[32] In the Sierras, where the crust is relatively thick, the only 20 km thick mantle lid of the lithosphere is likely not thick enough to explain the 1.5 s observed delay times in terms of lithospheric deformation alone. Petrophysical data indeed suggest that the crust is able to produce maximum delay times in the range of 0.1 to 0.2 s per 10 km of path, depending on the overall mineralogy, fabric strengths, and orientations [Barruol and Mainprice, 1993b]. One could therefore expect a maximum of 0.5 s of crustal delay time, still requiring at least 1.0 s supplementary splitting to be explained within the upper mantle. The presence of such large amounts of anisotropic signal in the crust is, however, unlikely since seismological measurements of the whole crustal shear wave splitting, using Moho *P*s converted phases in the neighboring Basin and Range [McNamara and Owens, 1993], have shown a total crustal delay time around 0.2 s, implying an upper mantle delay time of about 1.3 s that would require very high intrinsic anisotropy to be located in the 20 to 45 km thick lithospheric mantle lid.

[33] Typical values of anisotropy magnitudes of upper mantle rocks are in the range of 4% to 5% for shear waves propagating parallel to the *Y* structural direction, i.e., normal to the lineation within the foliation, and in the range of 2% to 3% for waves propagating along the *Z* structural direction, i.e., normal to the foliation [Mainprice and Silver, 1993; Ben Ismail and Mainprice, 1998; Mainprice, 2000]. Taking into account that the foliation within the asthenosphere deformed by the overlying plate drag is expected to be horizontal and that the *SKS* waves propagate along the

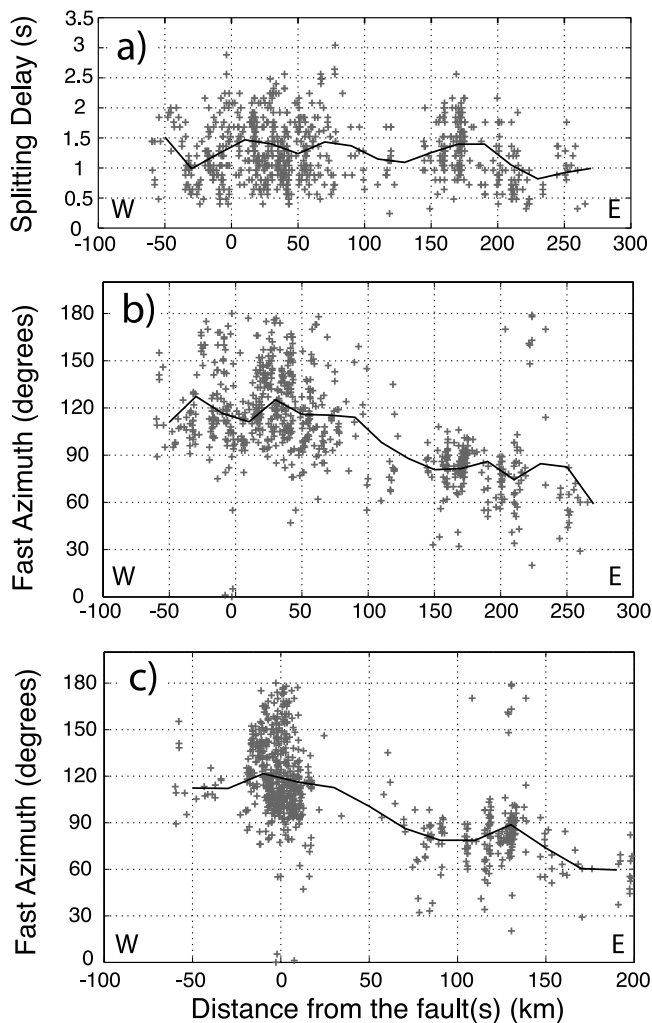


Figure 8. Diagram of the splitting parameter values with respect to distance d to the faults (as defined in Figure 7). (a) Delay times and (b) fast directions, with distance from the San Andreas Fault in a strict sense. (c) Fast directions as a function of distance from the closest fault within the SAF system.

vertical direction, i.e., normal to the foliation, we deduce from the relation $L = (\delta t V_s)/A$, linking delay time δt , velocity of the shear wave considered (here SKS) V_s , anisotropy magnitude A , and length of the anisotropic path L (Figure 9), that the thickness of the regional anisotropic layer may explain that the observed regional delay times must be in the range 150 to 250 km.

[34] Obviously, the absence of stronger constraints on the anisotropy magnitude allows envisaging various alternatives. Anisotropy magnitudes smaller than 4% ($A < 0.04$) will require a longer anisotropic path to explain the 1.5 s of delay time (for instance, about 300 km for 2% anisotropy), but alternatively, stronger anisotropy should result in a thinner anisotropic layer. For instance, *Ozalaybey and Savage* [1995] proposed stronger values of S wave anisotropy (8%) in order to explain all the splitting by lithospheric anisotropy. However, studies of xenoliths of lithospheric origin sampled close to the SAF [*Titus et al.*, 2007] or in the

Mojave Desert in southern California [*Soedjatmiko and Christensen*, 2000] indicate 4% to 5% of maximum anisotropy for shear waves and therefore do not favor such a hypothesis. All the arguments above converge to the conclusion that the lithosphere in the eastern part of California can hardly explain the whole anisotropic signal. This is also confirmed by other geophysical observables, such as global surface wave tomographic models [e.g., *Debayle et al.*, 2005] that show clear E–W trending fast direction beneath the western United States at a depth between 150 (if 5% anisotropy magnitude) and 250 km (if 3% anisotropy magnitude), favoring an asthenospheric location for the E–W trending anisotropic layer.

4.2.2. San Andreas Fault System

[35] In the SAF area, we have shown that anisotropy is characterized by a two-layer structure. The deeper layer clearly has the same characteristics as the regional anisotropy discussed in section 4.2.1 and is probably located in the asthenosphere as a 150 to 250 km thick deformed layer. This section will thus focus on the upper layer that we relate to the deformation of the plate boundary, partly because of the parallelism of ϕ with the trend of the faults.

[36] This upper layer is characterized by delay times generally smaller than 1.0 s, with an average around 0.7 s. Such delay times may result from a relatively thin anisotropic layer in the range 50 to 100 km thick (Figure 9), which is consistent with the lithospheric thickness in this area (<70 km thick), especially to the east of the SAF [e.g., *Melbourne and Helmberger*, 2001; *Li*, 2007], including a 25 km thick crust [e.g., *Mooney and Weaver*, 1989]. Contrary to the Sierras, this region is crosscut by numerous vertical strike-slip faults that may have produced pervasive vertical foliations and horizontal lineations in the middle and the lower crust, which is the most efficient orientation of the pervasive structures relative to the vertically propagating SKS waves to generate high δt . In such geometry, delay times of 0.1 to 0.2 s per tens of kilometers of strained crust could be therefore produced [*Barruol and Mainprice*, 1993b] and may reasonably explain 0.2 to 0.4 s. Aligned microcracks in the uppermost crust can also potentially produce anisotropy and therefore shear wave splitting. However, studies at San Andreas Fault Observatory at Depth (SAFOD) site, near Parkfield, showed from local seismicity that crack-induced delays are smaller than 0.1 s for 15 km long raypaths [e.g., *Liu et al.*, 1997; *Liu et al.*, 2008] and that crack-induced fast polarization directions in the vicinity of the fault are trending N010°E, i.e., parallel to the maximum horizontal stress in California and thus at a large angle to the fault. Although their signature is likely, upper and lower crustal anisotropies are therefore too low to explain the entire observed delay times close to the SAF but can possibly produce 0.2 to 0.4 s of splitting delay, i.e., approximately 50% of the observed upper layer anisotropic signal. This is of interest in light of the debate over the last years as to whether the faults are merely crustal features [e.g., *Brocher et al.*, 1994; *Parsons and Hart*, 1999].

[37] The upper mantle anisotropy beneath the SAF can be locally constrained by direct peridotite sampling brought up at the Earth's surface by recent volcanism. *Titus et al.* [2007] showed, by studying xenoliths sampled near the SAF between Parkfield and San Francisco, that a rather strong fabric (inducing 5% of S wave anisotropy) is present

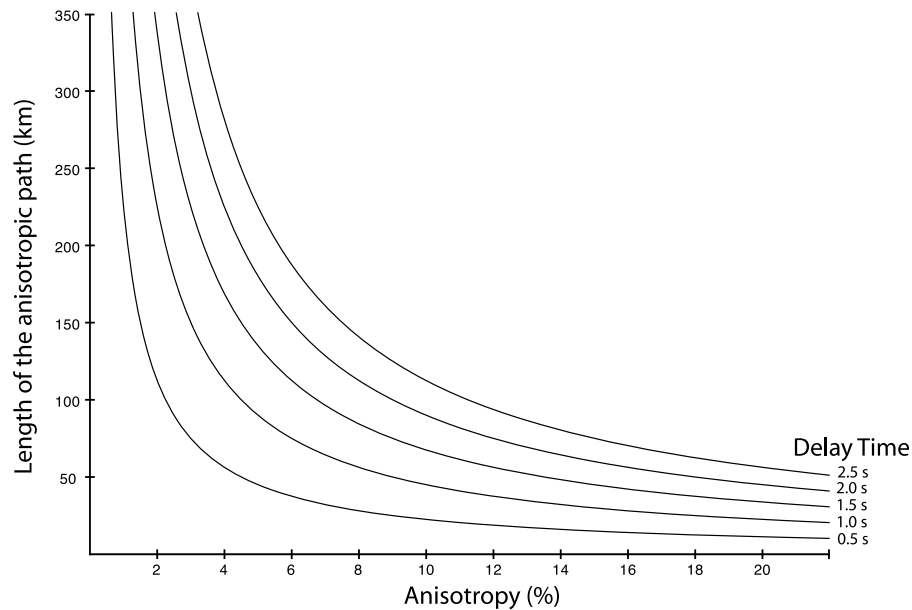


Figure 9. Thickness (L) of the anisotropic layer crossed by SKS waves with respect to anisotropy magnitude (A). $L = (\delta t V_s)/A$. On the horizontal axis, “Anisotropy” corresponds to $A \times 100$.

at lithospheric mantle depth beneath the SAF. Such anisotropy magnitude suggests that the missing 0.5 s of delay time can be easily acquired in a 50 km thick lithospheric mantle (Figure 9). The lithosphere beneath the SAF system is therefore sufficient to explain the entire delay time corresponding to the upper layer at the various two-layer stations. Interestingly, in the case of a strike-slip fault, both the crustal and upper mantle layer will add their effect together and will be seen as a single anisotropic layer. In the crust, foliations are expected to be steeply dipping and parallel to the fault, and the lineations are expected to be horizontal, providing fast split shear waves parallel to the fault, whereas in the mantle, such a system should align the olivine a axes horizontal and parallel to the fault [e.g., *Tommasi et al.*, 1999], also producing fast split shear waves parallel to the fault. Seismic waves crossing this area along a vertical path should therefore see the lithospheric mantle and the overlying crust as a single anisotropic layer.

[38] Interestingly, independent seismological observations in the western United States provide similar conclusions on the fault-related lithospheric anisotropy. Azimuthal velocity variations of Pn waves that propagate horizontally beneath the Moho show a NW–SE fast trend beneath central western California, compatible with the strike of the main Californian faults [Hearn, 1996]. This study indicates (1) that there is no E–W trending anisotropic layer that affects the upper part of the lithosphere and (2) that the SAF-related anisotropy is likely concentrated in the vicinity of the fault, as we show from the SKS splitting. Azimuthal anisotropy deduced from regional surface waves tomography from ambient noise correlation [Lin *et al.*, 2009] also clearly indicates fast polarization directions correlated with the faults strike at periods of 24 s and also at periods of 12 s, indicating a possible coherence of anisotropy between the crust

and the uppermost lithospheric mantle. Lin *et al.* [2009] also constrain the lateral extent of this fault-parallel fast direction from the Pacific coast to the western border of the Great Valley, compatible with the deformation broadness evidenced by our SKS measurements.

4.3. Geodynamic Interpretation

4.3.1. SAF System Anisotropic Layer

[39] As mentioned in section 4.2.2, in the case of large-scale strike-slip faults, the associated strain likely extends from the ductile crust down to the lithospheric mantle. The accommodation of the deformation may develop pervasive structures such as vertical foliation and horizontal lineation parallel to the fault strike. The modest scatter of the fast directions in the upper layer, and the good fit with the faults orientations, agree with such structures. Such a strike-slip tectonic regime is ideal to produce strong SKS splitting response [Tommasi *et al.*, 1999] and agrees with the fact that a thin lithosphere, even with little mantle lithosphere (as observed here), can be sufficient to explain our observations, i.e., 0.5 to 1.0 s of splitting delays (see Figure 9). Those observations favor a deep extent of the SAF system, i.e., across the whole lithosphere, and thus bring important information in the debate on the possible mantle extension of the San Andreas Fault [Brocher *et al.*, 1994; Teyssier and Tikoff, 1998; Parsons and Hart, 1999]. The poor vertical resolution of the SKS waves does not allow constraining the existence of a decoupling zone at the base of the upper crust [Bokelmann and Beroza, 2000]. Another interesting observation is the northward decay of the splitting delay toward the Mendocino Triple Junction, which is coherent with the plate boundary related deformation, since the strain is expected to go to zero at the triple junction; the relation

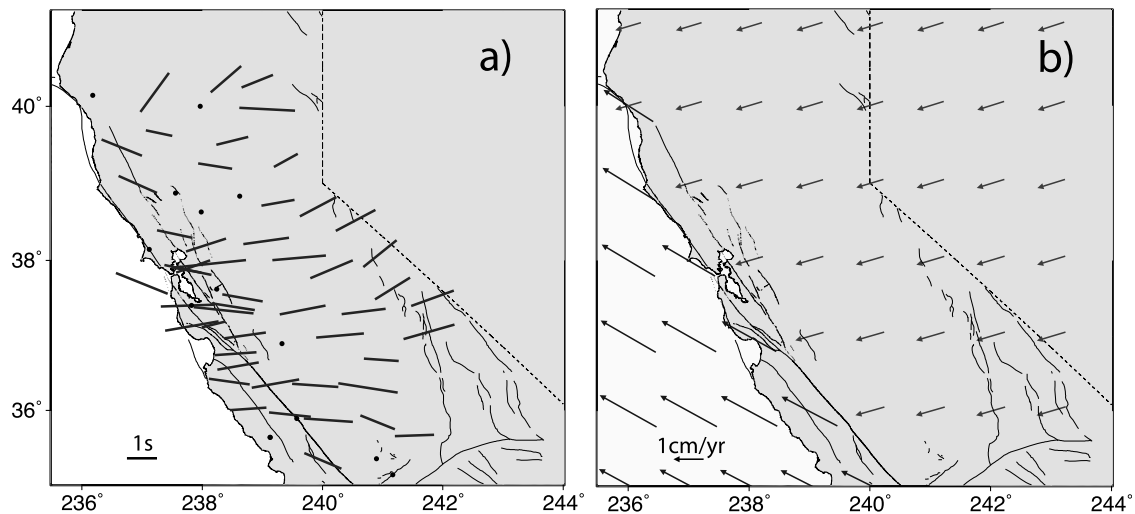


Figure 10. (a) Splitting measurements for single-layer stations, as well as the lower layer from two-layer stations. (b) Absolute plate motion (APM) in HS3_NUVEL-1A reference frame [Gripp and Gordon, 2002] of the Pacific and North American plates.

between latitude and delay time, however, is not clear for the southern and central stations.

4.3.2. Absolute Plate Motion Versus Seismic Fast Orientations

[40] We have evidenced an E–W to NW–SE rotation of fast direction from the east to the west of what we interpret as asthenospheric deformation (Figure 6). A possible explanation may lie in the absolute plate motion (APM) of the North American and Pacific plates, e.g., in the differential movements between the lithosphere and the underlying mantle that may produce large strain [Silver, 1996; Savage, 1999]. Hartog and Schwartz [2001] already noticed the good correlation between APM directions and anisotropic fast polarizations but only for North American parameters, as they did not process measurements on the Pacific plate.

[41] Figure 10a presents the splitting related to the lower layer, as well as that of the single-layer stations, and compares them with the APM vectors calculated in the HS3_NUVEL-1A reference frame [Gripp and Gordon, 2002] for the Pacific and North American plates (Figure 10b). Interestingly, the APM directions correlate well with the overall observed fast split directions far from the SAF for both the eastern domains, where ϕ trends close to E–W (close to the North American APM), and to the west of the SAF with a NW–SE trending ϕ (close to the Pacific APM), mainly documented by station FARB (see Figure 1a for location). This agreement across the plate boundary at large scale may therefore confirm the notion of plate motion related anisotropy in the asthenospheric layer. We note, however, that the transition between the two regions is much smoother in the splitting observations than in the APM vectors.

[42] In an APM-related anisotropy model, the North American plate that goes westward should progressively move over an asthenospheric mantle that was previously beneath the Pacific plate (Figure 11). The normal component of North America according to the plate boundary is about 1 cm/yr and similar in amplitude to the normal component of the Pacific motion (Figures 11a and 11b). The American plate thus covers old Pacific mantle at the rate of

10 km/Myr. The type of deformation remains nearly simple shear, but the direction of strain changes with time and location. We may thus expect that Pacific fast directions (NW–SE) are gradually replaced by E–W fast directions thus forming a smooth transition area (Figures 11c and 11d). The plate boundary represents the western limit of the region where the transition takes place. Although the number of measurements on the Pacific plate itself is small, this mechanism may thus explain the observed asymmetry rather naturally. This model also implies that “North American” E–W fast directions can never be observed to the west of the western limit of the plate boundary (the San Gregorio Fault, etc.).

[43] We have observed in Figure 8 that the rotation appears to be complete about 140 km to the east of the San Andreas Fault, i.e., 14 Myr after the San Andreas Fault has passed over the deeper mantle in that region. Interestingly, that distance roughly corresponds to the vertical thickness of the zone over which the deformation probably occurs within the asthenosphere.

[44] An alternative way to explain a rotation of deep anisotropy across California is to invoke an eastward oriented mantle flow [Silver and Holt, 2002]. Such a view is coherent with large-scale mantle dynamics under the North American plate [e.g., Bokermann, 2002], and explains the anisotropy observations in central California. However, the observations are more easily explained by the motion of the plate boundary itself.

4.3.3. Other Geodynamic Models

[45] Besides the simple mantle replacement model that we presented in section 4.3.2, there are further geodynamic elements in California that may be addressed using seismic anisotropy. In our region of interest, the Farallon plate and its remnants have been subducting nearly E–W beneath North America [Severinghaus and Atwater, 1990] and thus possibly produced an E–W trending flow within the North American mantle that would be in agreement with the fast observed directions. Subduction of the East Pacific Rise at 29 Ma [Atwater, 1970] provoked the detachment of the flat

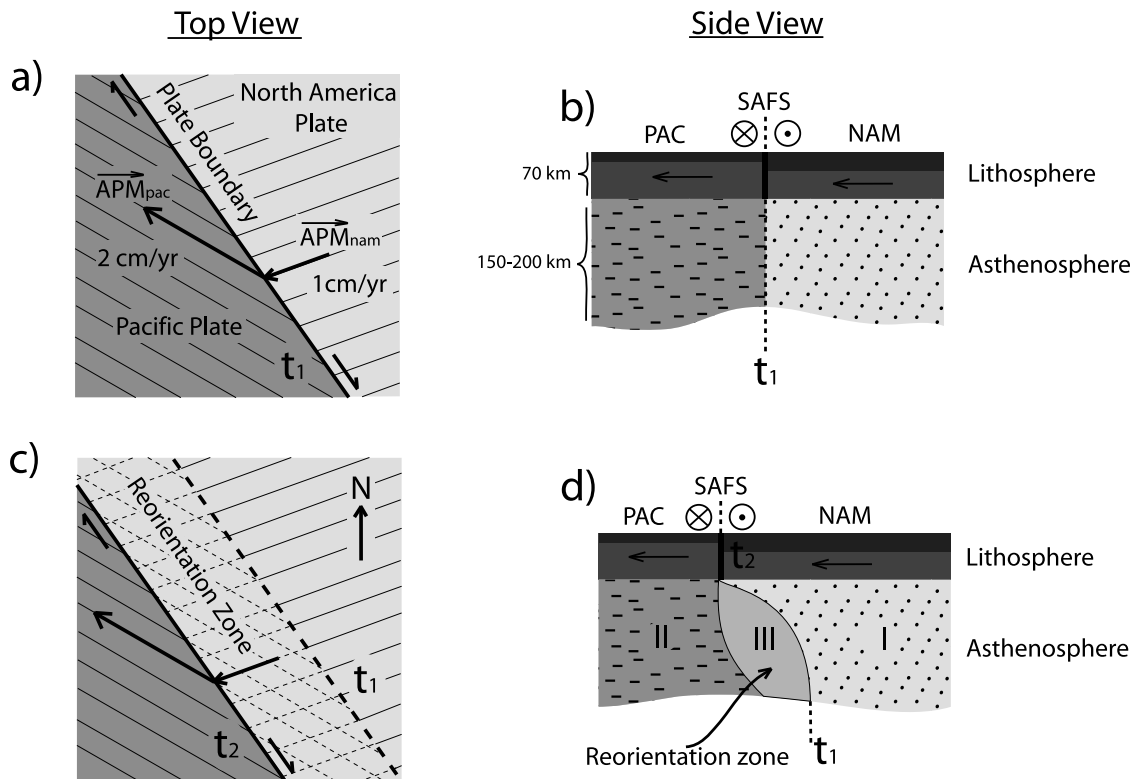


Figure 11. Cartoons illustrating the Pacific and North American plate motions. The plate boundary is shown (a) at time t_1 and (c) at time t_2 . (b and d) Cross sections which show how the plate boundary (and part of the North American plate) is moving over mantle that was previously beneath the Pacific plate. In Figure 11d, areas I, lineation parallel to the APM of the North American plate; II, lineation parallel to the APM of the Pacific plate at asthenospheric depth; and III, intermediate directions of lineation.

Farallon slab [Coney and Reynolds, 1977; Humphreys, 2008], opening a slab-free window beneath western North America [Dickinson and Snyder, 1979]. The asthenospheric flow that filled the gap left by the slab has indeed been evoked previously to explain the E–W anisotropic trend [Ozalaybey and Savage, 1995; Hartog and Schwartz, 2001] but does not explain the smooth rotation of the fast directions observed in central California. On the other hand, the three northernmost stations of our study (O02C, O04C, and MIN) located, as shown by seismic tomography [Van der Lee and Nolet, 1997; Burdick et al., 2008], above the Juan de Fuca slab that is a remnant of the Farallon plate, show fast directions in the range N35°E to N50°E that is close to the N15°E to N25°E trend of the Juan de Fuca APM [Gripp and Gordon, 2002]. As previously suggested by Bostock and Cassidy [1995] for the station close to Vancouver, fast directions from SKS splitting probably indicate that anisotropy in this area is related to the corner flow above the slab.

4.3.4. Synthesis

[46] Figure 12 is a cartoon that summarizes our observations pertaining to the Californian plate boundary, including the different anisotropic layers and their vertical extent, the possible orientation of the pervasive structure (foliation and lineation), and some other tectonic features, such as the lithosphere thicknesses. Our observations allow us to propose that the anisotropic layer associated with the SAF system is a 50 to 80 km thick deformed structure localized

within the lithosphere and characterized by a vertical foliation with a fault-strike parallel lineation. At lower lithospheric depths, this zone does not extend laterally more than 100 to 150 km from the surface strike of the SAF (in a strict sense) in zones where deformation is distributed. This fault-related anisotropy is overlying and decoupled from a regional (asthenospheric) layer that is likely 150 to 250 km thick, probably with a horizontal foliation and, as explained in Figure 11, with lineation parallel to the North American APM directions beneath the Sierra Nevada (area I) to Pacific APM directions west from the Californian coast (area II), with a smooth transition beneath the plate boundary where intermediate directions are observed (area III). However, even if this model is attractive for explaining our observations, the other tectonic processes, such as the Farallon subduction and the propagation of the slab-free window, may also generate lineations in the upper mantle close to E–W strikes and therefore may superimpose their own signatures with the APM-induced deformation.

5. Conclusion

[47] The analysis of shear wave splitting performed at 65 broadband stations in central California allowed us to investigate upper mantle deformation beneath California and especially across the strike-slip plate boundary between the North American and the Pacific plates. The large number of permanent and temporary seismic stations permits us to

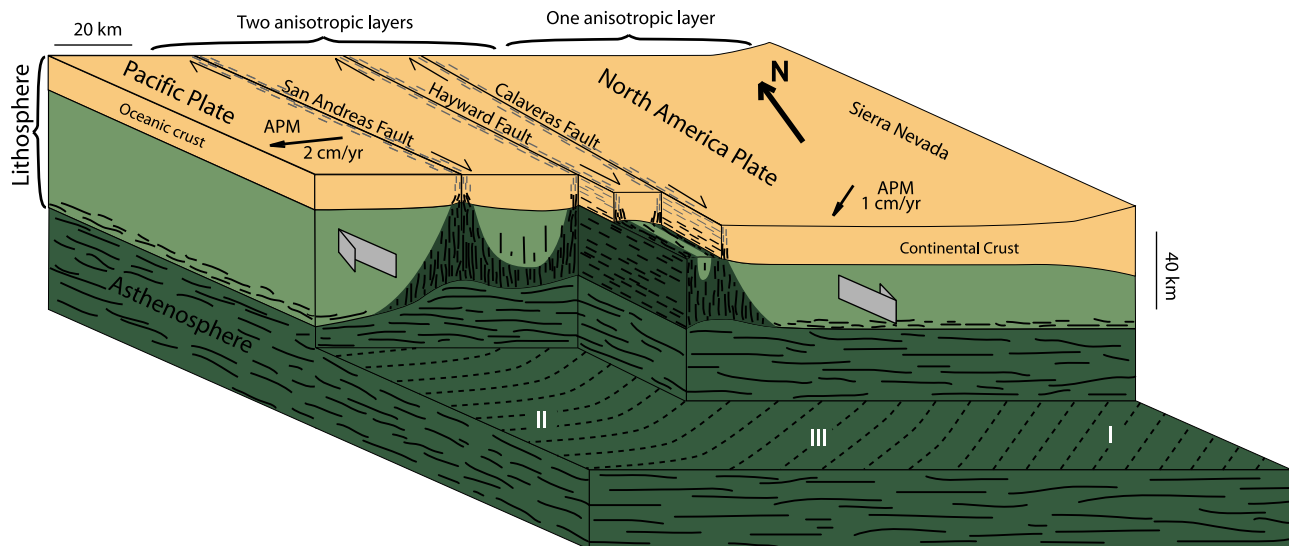


Figure 12. Block diagram summarizing the lithospheric and asthenospheric structures beneath northern California. Areas I, lineation parallel to the APM of the North American plate within the deforming asthenosphere; II, lineation parallel to the APM of the Pacific plate; and III, intermediate directions of lineation corresponding to the reorientation zone.

discuss the horizontal and vertical extent of the upper mantle deformation from the Sierra Nevada to the Californian coasts.

[48] Our analysis reveals two different anisotropic domains: (1) a zone extending from the Sierra Nevada to the Great Valley where splitting measurements require a single, E–W trending anisotropic layer and (2) the SAF system region where two anisotropic layers are required, an upper layer trending parallel to the fault overlying an E–W trending lower layer. The E–W regional fast directions likely correspond to a 150 to 250 km thick asthenospheric layer deformed by the relative motion between the North American plate and the underlying mantle. In the plate boundary region, the upper of the two layers is clearly associated with the dynamics of the SAF system (fast anisotropic directions close to the faults' strikes) and suggests that the whole lithosphere (i.e., the crust and the lithospheric mantle) deforms coherently and is thus decoupled from sublithospheric flow. Thanks to the good seismic coverage and the large amount of data, we estimated the lateral extent of the deformation zone associated with the SAF system. We propose that around each single strike-slip fault, the lithospheric mantle deformation is concentrated in a 40 km broad strip, providing a total broadness of deformed San Andreas Fault zone to be around 130 km at lower lithospheric levels. The good fit between APM of the North American plate and the fast anisotropic directions leads us to suggest that shear produced by the relative motion of the lithosphere overlying the asthenosphere is a good candidate for the origin of this layer. The motion of the plate boundary and the North American lithosphere over an old Pacific mantle with NW–SE fast directions can also be invoked to explain the smooth transition of the fast directions from the east to the west. The lower layer could be thus characterized by a horizontal foliation with lineation parallel to the absolute plate motion of the North American plate in the east and with lineation parallel to the Pacific APM in westernmost California. The

relatively large thickness of this asthenospheric layer (150 to 250 km) is also coherent with the presence of a slab-free window beneath the western United States that entrained hot and therefore softened material close to the lithosphere–asthenosphere boundary that could be more easily deformed. In a different way, the fast directions observed for the northernmost stations, localized north of the Mendocino Triple Junction, are close to the APM direction of the Juan de Fuca plate and thus can be interpreted as the signal of the Juan de Fuca slab subducting beneath North America.

[49] **Acknowledgments.** The facilities of the IRIS Data Management System and, specifically, the IRIS Data Management Center, were used for access to waveform and metadata required in this study. The IRIS DMS is funded through the National Science Foundation and, specifically, the GEO Directorate through the Instrumentation and Facilities Program of the National Science Foundation under Cooperative Agreement EAR-0004370. Thanks to Geoscope, to Berkeley, and to the Southern California Seismic Network, operated by Caltech and USGS, for the availability and the high quality of the data. Data from the Transportable Array (TA) network were made freely available as part of the EarthScope USArray facility supported by the National Science Foundation, Major Research Facility program under Cooperative Agreement EAR-0350030. We thank the two anonymous reviewers for the constructive comments that improved the manuscript. SplitLab software and the SKS splitting database are available at <http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/>.

References

- Atwater, T. (1970), Implications of plate tectonics for the Cenozoic tectonic evolution of the western North America, *Geol. Soc. Am. Bull.*, **81**, 3513–3536, doi:10.1130/0016-7606(1970)81[3513:IOPTFT]2.0.CO;2.
- Barruol, G., and R. Hoffmann (1999), Seismic anisotropy beneath the Geoscope stations from SKS splitting, *J. Geophys. Res.*, **104**, 10,757–10,774, doi:10.1029/1999JB900033.
- Barruol, G., and D. Mainprice (1993a), 3D seismic velocities calculated from LPOs and reflectivity of a lower crustal section: Example of the Val Sesia (Ivrea Zone, northern Italy), *Geophys. J. Int.*, **115**, 1169–1188, doi:10.1111/j.1365-246X.1993.tb01519.x.
- Barruol, G., and D. Mainprice (1993b), A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear wave splitting of teleseismic SKS waves, *Phys. Earth Planet. Inter.*, **78**, 281–300, doi:10.1016/0031-9201(93)90161-2.

- Ben Ismail, W., and D. Mainprice (1998), An olivine fabric database: An overview of upper mantle fabrics and seismic anisotropy, *Tectonophysics*, 296, 145–157, doi:10.1016/S0040-1951(98)00141-3.
- Ben Ismail, W., G. Barruol, and D. Mainprice (2001), The Kaapvaal craton seismic anisotropy: Petrophysical analyses of upper mantle kimberlite nodules, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2497–2500, doi:10.1029/2000GL012419.
- Bokelmann, G. H. R. (2002), Which forces drive North America?, *Geology*, 30, 1027–1030, doi:10.1130/0091-7613(2002)030<1027:WFDNA>2.0.CO;2.
- Bokelmann, G. H. R., and G. C. Beroza (2000), Depth-dependent earthquake focal mechanism orientation: Evidence for a weak zone in the lower crust, *J. Geophys. Res.*, 105, 21,683–21,696, doi:10.1029/2000JB900205.
- Bokelmann, G. H. R., and R. L. Kovach (Eds.) (2000), *Proceedings of the 3rd Conference on the Tectonic Problems of the San Andreas Fault System*, 384 pp., Stanford Univ., Stanford, Calif.
- Bostock, M. G., and J. F. Cassidy (1995), Variations in SKS splitting across western Canada, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 5–8, doi:10.1029/94GL02789.
- Bowman, J. R., and M. Ando (1987), Shear-wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga subduction zone, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 88, 25–41.
- Brocher, T. M., J. McCarthy, P. E. Hart, W. S. Holbrook, K. P. Furlong, T. V. McEvilly, J. A. Hole, and S. L. Klemperer (1994), Seismic evidence for a lower-crustal detachment beneath San Francisco Bay, California, *Science*, 265, 1436–1439, doi:10.1126/science.265.5177.1436.
- Burdick, S., C. Li, V. Martynov, T. Cox, J. Eakins, T. Mulder, L. Astiz, F. L. Vernon, G. L. Pavlis, and R. D. van der Hilst (2008), Upper mantle heterogeneity beneath North America from travel time tomography with global and USArray Transportable Array data, *Seismol. Res. Lett.*, 79(3), 384–392, doi:10.1785/gssrl.79.3.384.
- Coney, P. J., and S. J. Reynolds (1977), Flattening of the Farallon slab, *Nature*, 270, 403–406, doi:10.1038/270403a0.
- Crampton, S. (1984), Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 76, 135–145.
- Debayle, E., B. L. N. Kennett, and K. Priestley (2005), Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia, *Nature*, 433, 509–512, doi:10.1038/nature03247.
- Dickinson, W. R., and W. S. Snyder (1979), Geometry of the subducted slabs related to the San Andreas transform, *J. Geol.*, 87, 609–627, doi:10.1086/628456.
- Favier, N., and S. Chevrot (2003), Sensitivity kernels for shear wave splitting in transverse isotropic media, *Geophys. J. Int.*, 153, 213–228, doi:10.1046/j.1365-246X.2003.01894.x.
- Fontaine, F. R., G. Barruol, A. Tommasi, and G. H. R. Bokelmann (2007), Upper mantle flow beneath French Polynesia from shear-wave splitting, *Geophys. J. Int.*, 170, 1262–1288, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03475.x.
- Gripp, A. E., and R. B. Gordon (2002), Young tracks of hotspots and current plate velocities, *Geophys. J. Int.*, 150, 321–361, doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01627.x.
- Hartog, R., and S. Schwartz (2000), Subduction-induced strain in the upper mantle east of the Mendocino Triple Junction, California, *J. Geophys. Res.*, 105, 7909–7930, doi:10.1029/1999JB900422.
- Hartog, R., and S. Schwartz (2001), Depth-dependent mantle anisotropy below the San Andreas Fault system: Apparent splitting parameters and waveforms, *J. Geophys. Res.*, 106, 4155–4167, doi:10.1029/2000JB900382.
- Hearn, T. M. (1996), Anisotropic Pn tomography in the western United States, *J. Geophys. Res.*, 101, 8403–8414, doi:10.1029/96JB00114.
- Humphreys, E. D. (2008), Cenozoic slab windows beneath the western United States, in *Ores and Orogenesis: Circum-Pacific Tectonics, Geologic Evolution, and Ore Deposits*, edited by J. E. Spencer and S. R. Titley, *Ariz. Geol. Soc. Dig.*, 22, 389–396.
- Jousselin, D., and D. Mainprice (1998), Melt topology and seismic anisotropy in mantle peridotites of the Oman ophiolites, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 164, 553–568, doi:10.1016/S0012-821X(98)00235-0.
- Kendall, J. M., and P. G. Silver (1998), Investigating causes of D" anisotropy, in *The Core-Mantle Boundary Region*, *Geodyn. Ser.*, vol. 28, edited by M. Gurnis et al., pp. 97–118, AGU, Washington, D. C.
- Kennett, B. L. N., and E. R. Engdahl (1991), Traveltimes for global earthquake location and phase identification, *Geophys. J. Int.*, 105, 429–465, doi:10.1111/j.1365-246X.1991.tb06724.x.
- Li, X. (2007), The lithosphere-asthenosphere boundary beneath the western United States, *Geophys. J. Int.*, 170, 700–710, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03428.x.
- Lin, F. C., M. H. Ritzwoller, and R. Snieder (2009), Eikonal tomography: Surface wave tomography by phase-front tracking across a regional broad-band seismic array, *Geophys. J. Int.*, 177, 1091–1110, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04105.x.
- Liu, Y., S. Crampton, and I. Main (1997), Shear-wave anisotropy: Spatial and temporal variations in time delays at Parkfield, central California, *Geophys. J. Int.*, 130, 771–785, doi:10.1111/j.1365-246X.1997.tb01872.x.
- Liu, Y., H. Zhang, C. Thurber, and S. Roecker (2008), Shear wave anisotropy in the crust around the San Andreas Fault near Parkfield: Spatial and temporal analysis, *Geophys. J. Int.*, 172, 957–970, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03618.x.
- Mainprice, D. (2000), The estimation of seismic properties of rocks with heterogeneous microstructures using a local cluster model—Preliminary results, *Phys. Chem. Earth*, 25, 155–161, doi:10.1016/S1464-1895(00)00025-9.
- Mainprice, D., and P. G. Silver (1993), Interpretation of SKS-waves using samples from the subcontinental lithosphere, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 78, 257–280, doi:10.1016/0031-9201(93)90160-B.
- Mainprice, D., G. Barruol, and W. Ben Ismail (2000), The seismic anisotropy of the Earth's mantle: From single crystal to polycrystal, in *Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography From the Atomic to the Global Scale*, *Geophys. Monogr. Ser.*, vol. 117, edited by S. Karato et al., pp. 237–264, AGU, Washington, D. C.
- Mainprice, D., A. Tommasi, H. Couvy, and P. Cordier (2005), Pressure sensitivity of olivine slip systems and seismic anisotropy of Earth's upper mantle, *Nature*, 433, 731–733, doi:10.1038/nature03266.
- Mainprice, D., A. Tommasi, D. Ferre, P. Carrez, and P. Cordier (2008), Predicted glide systems and crystal preferred orientations of polycrystalline silicate Mg-perovskite at high pressure: Implications for the seismic anisotropy in the lower mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 271, 135–144, doi:10.1016/j.epsl.2008.03.058.
- McNamara, D. E., and T. J. Owens (1993), Azimuthal shear wave velocity anisotropy in the Basin and Range province using Moho Ps converted phases, *J. Geophys. Res.*, 98, 12,003–12,017, doi:10.1029/93JB00711.
- Meade, C., P. G. Silver, and S. Kaneshima (1995), Laboratory and seismological observations of lower mantle isotropy, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 1293–1296, doi:10.1029/95GL01091.
- Melbourne, T., and D. V. Helmberger (2001), Mantle control of plate boundary deformation, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 4003–4006, doi:10.1029/2001GL013167.
- Mooney, W., and C. S. Weaver (1989), Regional crustal structure and tectonics of the Pacific coastal states: California, Oregon and Washington, in *Geophysical Framework of the Continental United States*, edited by L. C. Pakiser and W. D. Mooney, *Mem. Geol. Soc. Am.*, 172, 129–161.
- Nicolas, A., and N. I. Christensen (1987), Formation of anisotropy in upper mantle peridotites—A review, in *Composition, Structure, and Dynamics of the Lithosphere-Asthenosphere System*, *Geodyn. Ser.*, vol. 16, edited by K. Fuchs and C. Froidevaux, pp. 111–123, AGU, Washington, D. C.
- Ozalaybey, S., and M. K. Savage (1994), Double-layer anisotropy resolved from S phases, *Geophys. J. Int.*, 117, 653–664, doi:10.1111/j.1365-246X.1994.tb02460.x.
- Ozalaybey, S., and M. K. Savage (1995), Shear wave splitting beneath the western United States in relation to plate tectonics, *J. Geophys. Res.*, 100, 18,135–18,149, doi:10.1029/95JB00715.
- Parsons, T., and P. E. Hart (1999), Dipping San Andreas and Hayward faults revealed beneath San Francisco Bay, *Calif. Geol.*, 27, 839–842, doi:10.1130/0091-7613(1999)027<0839:DSAAHF>2.3.CO;2.
- Pera, E., D. Mainprice, and L. Burlini (2003), Petrophysical properties of the upper mantle beneath the Torre Alfinia area (northern Apennines, central Italy), *Tectonophysics*, 370, 11–30, doi:10.1016/S0040-1951(03)00175-6.
- Peselnick, L., A. Nicolas, and P. R. Stevenson (1974), Velocity anisotropy in a mantle peridotite from the Ivrea Zone: Application to upper mantle anisotropy, *J. Geophys. Res.*, 79, 1175–1182, doi:10.1029/JB079i008p01175.
- Polet, J., and H. Kanamori (2002), Anisotropy beneath California: Shear wave splitting measurements using a dense broadband array, *Geophys. J. Int.*, 149, 313–327, doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01630.x.
- Savage, M. K. (1999), Seismic anisotropy and mantle deformation: What have we learned from shear wave splitting?, *Rev. Geophys.*, 37, 65–106, doi:10.1029/98RG02075.
- Severinghaus, J., and T. Atwater (1990), Cenozoic geometry and thermal condition of the subducting slabs beneath western North America, in *Basin and Range Extensional Tectonics Near the Latitude of Las Vegas*, edited by B. Wernicke, *Mem. Geol. Soc. Am.*, 176, 1–22.
- Sieminski, A., Q. Y. Liu, J. Trampert, and J. Tromp (2007), Finite-frequency sensitivity of surface waves to anisotropy based upon adjoint methods, *Geophys. J. Int.*, 168, 1153–1174, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03261.x.
- Silver, P. G. (1996), Seismic anisotropy beneath the continents: Probing the depths of geology, *Annu. Rev. Earth Planet. Sci.*, 24, 385–432, doi:10.1146/annurev.earth.24.1.385.
- Silver, P. G., and W. W. Chan (1991), Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation, *J. Geophys. Res.*, 96, 16,429–16,454, doi:10.1029/91JB00899.

- Silver, P. G., and W. E. Holt (2002), The mantle flow field beneath western North America, *Science*, 295, 1054–1057, doi:10.1126/science.1066878.
- Silver, P. G., and M. K. Savage (1994), The interpretation of shear-wave splitting parameters in the presence of two anisotropic layers, *Geophys. J. Int.*, 119, 949–963, doi:10.1111/j.1365-246X.1994.tb04027.x.
- Soedjatmiko, B., and N. I. Christensen (2000), Seismic anisotropy under extended crust: Evidence from upper mantle xenoliths, Cima volcanic field, California, *Tectonophysics*, 321, 279–296, doi:10.1016/S0040-1951(00)00070-6.
- Teyssier, C., and B. Tikoff (1998), Strike-slip partitioned transpression of the San Andreas Fault system: A lithospheric-scale approach, in *Continental Transpressional and Transtensional Tectonics*, edited by R. Holdsworth, R. E. Strachan, and R. A. Dewey, *Geol. Soc. Spec. Publ.*, 135, 143–158, doi:10.1144/GSL.SP.1998.135.01.10.
- Titus, S. J., L. G. Medaris, H. F. Wang, and B. Tikoff (2007), Continuation of the San Andreas Fault system into the upper mantle: Evidence from spinel peridotite xenoliths in the Coyote Lake basalt, central California, *Tectonophysics*, 429, 1–20, doi:10.1016/j.tecto.2006.07.004.
- Tommasi, A., B. Tikoff, and A. Vauchez (1999), Upper mantle tectonics: Three-dimensional deformation, olivine crystallographic fabrics and seismic properties, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 168, 173–186, doi:10.1016/S0012-821X(99)00046-1.
- Van der Lee, S., and G. Nolet (1997), Seismic image of the subducted trailing fragments of the Farallon plate, *Nature*, 386, 266–269, doi:10.1038/386266a0.
- Walker, K. T., G. H. R. Bokelmann, S. I. Klemperer, and G. Bock (2005), Shear-wave splitting around the Eifel hotspot: Evidence for a mantle upwelling, *Geophys. J. Int.*, 163, 962–980, doi:10.1111/j.1365-246X.2005.02636.X.
- Wallace, R. E. (1990), The San Andreas Fault system, California, *U.S. Geol. Surv. Prof. Pap.*, 1515, 283 pp.
- Wookey, J., M. Kendall, and G. Barruol (2002), Mid-mantle deformation inferred from seismic anisotropy, *Nature*, 415, 777–780, doi:10.1038/415777a.
- Wüstefeld, A., G. H. R. Bokelmann, C. Zaroli, and G. Barruol (2008), SplitLab: A shear-wave splitting environment in Matlab, *Comput. Geosci.*, 34(5), 515–528, doi:10.1016/j.cageo.2007.08.002.
- Wüstefeld, A., G. H. R. Bokelmann, G. Barruol, and J. P. Montagner (2009), Identifying global seismic anisotropy patterns by correlating shear-waves splitting and surface waves data, *Phys. Earth Planet. Inter.*, 176, 198–212, doi:10.1016/j.pepi.2009.05.006.

G. Barruol, G. H. R. Bokelmann, and M. Bonnín, Géosciences Montpellier, Université Montpellier II, CC. 060 Place Eugène Bataillon, F-34095 Montpellier CEDEX 5, France. (barruol@gm.univ-montp2.fr; goetz.bokelmann@gm.univ-montp2.fr; bonnin@gm.univ-montp2.fr)

2.2 Localisation verticale de l'anisotropie : quantification de l'anisotropie crustale

La présence de deux couches d'anisotropie dans le voisinage immédiat de la limite de plaque en Californie Centrale a permis de révéler l'existence, à l'aplomb de la faille, d'un partitionnement vertical de la déformation. Si la lithosphère semble concentrer la déformation associée au mouvement relatif entre la plaque Pacifique et Nord Amérique, la déformation dans l'asthénosphère semble influencée par le mouvement absolu de ces plaques ou par des processus en relation avec la subduction de la plaque de Farallon. La caractérisation de ce possible découplage de la déformation entre la lithosphère et l'asthénosphère sous la faille de San Andreas repose principalement sur notre capacité à bien localiser verticalement les zones anisotropes et notamment à caractériser la participation de la croûte continentale du manteau lithosphérique et de l'asthénosphère à l'anisotropie totale mesurée.

Si les caractéristiques anisotropes intrinsèques de l'olivine placent généralement l'origine de l'anisotropie dans le manteau supérieur [Nicolas et Christensen, 1987], on oublie bien souvent que la croûte peut également héberger une part non négligeable d'anisotropie. Le comportement ductile de la croûte inférieure et sa composition riche en phyllosilicates pourrait par exemple produire de 0,1 à 0,2 s de déphasage par dizaine de kilomètres de matériaux déformés [Barruol et Mainprice, 1993a], tandis que son comportement fragile en surface induit la présence de cracks remplis de fluide, qui, orientés parallèlement à la contrainte horizontale maximale, vont pouvoir générer des délais de l'ordre de 0,1 s entre les ondes de cisaillement rapides et lentes [Crampin, 1984]. Dans le cas de la Californie et de ses 25 kilomètres de croûte continentale [Mooney et Weaver, 1989] on peut donc espérer au maximum 0,5 s de déphasage dû à l'anisotropie dans la croûte. Si on compare cette valeur au délai moyen obtenu pour les couches supérieures des modèles d'anisotropie à deux couches, à savoir 0.7 s environ, on se rend compte de l'importance à pouvoir dissocier la signature de la croûte de celle du manteau lithosphérique dans les interprétations concernant la magnitude de la déformation dans le manteau et le partitionnement de la déformation. En suivant le même raisonnement, sous la Sierra Nevada, où le Moho se situe à environ 50 kilomètres de profondeur, le déphasage peut même s'approcher de la seconde ce qui est encore une fois loin d'être négligeable.

Malgré le fait que la croûte puisse expliquer une part importante de l'anisotropie échantillonnée par les ondes de cisaillement téléseismiques il est intéressant de noter que peu d'études se sont intéressées à une analyse systématique de l'anisotropie crustale dans sa globalité. Les plus courantes utilisent en effet des ondes *S* locales pour déterminer les paramètres anisotropes ϕ et δt entre le séisme et la surface [Crampin et Booth, 1985; Liu, et al., 1997; do Nascimento, et al., 2004; Liu, et al., 2008; Pastori, et al., 2009; Yang, et al., 2011] mais du fait de la faible profondeur de la source de ces événements elles présentent l'inconvénient de n'échantillonner que les 10 à 15 premiers kilomètres de croûte, laissant de côté la croûte inférieure qui reste invisible par cette technique. Celle-ci se déforme pourtant en partie par fluage dislocation et est donc susceptible de générer des quantités importantes

d'anisotropie. En outre, cette approche n'est valable que dans des zones sismiquement actives et ne peut donc, par exemple, être appliquée au niveau de zones cratoniques, sismiquement stables. En Californie, les études portant sur les ondes *S* locales à proximité de la faille de San Andreas, dans la région de Parkfield notamment [Liu, et al., 1997; Liu, et al., 2008], indiquent des déphasages inférieurs à 0,1 s et des directions de polarisation majoritairement parallèles à l'orientation de la contrainte horizontale maximale, excepté pour des stations situées directement au-dessus de la faille pour lesquelles les directions de ϕ sont parallèles à la trace de la faille. Ces mesures d'anisotropie semblent donc indiquer, pour la Californie tout du moins, que l'anisotropie reliée à l'ouverture de cracks en réponse au champ de contrainte régional est négligeable devant le signal produit par le manteau supérieur.

Pour mieux intégrer le signal crustal aux interprétations de déphasage des ondes de cisaillement téléseismiques, il est nécessaire de quantifier la proportion d'anisotropie contenue dans la croûte inférieure par rapport à l'ensemble de la lithosphère. Une approche mise au point à cette fin consiste à utiliser les conversions d'ondes aux interfaces et notamment les conversions d'ondes de compression en ondes de cisaillement au niveau de la discontinuité du Moho [par ex., McNamara et Owens, 1993]. L'onde de cisaillement créée en base de croûte et se propageant vers la surface va être, en théorie, affectée par l'anisotropie crustale dans son intégralité développant ainsi un déphasage lors de son trajet entre le Moho et la surface. En outre, ces ondes étant produites à partir d'événements téléseismiques, elles se propagent de la base de la croûte jusqu'à la station selon un trajet quasi vertical ; elles vont donc échantillonner un milieu comparable à celui traversé par les ondes de type *SKS*. La contrepartie de cette méthode est que le temps de parcours de ces ondes *S* converties est relativement faible ; elles vont donc arriver dans la coda de l'onde *P* et seront par conséquent difficiles à observer sans un traitement préalable des données. L'approche classique utilisée pour extraire cette information de la coda va être de calculer des fonctions récepteur [Langston, 1979;1989]. Cette procédure consiste à déconvoluer le signal sismologique des composantes radiales et transverses par le signal sur la composante verticale afin d'éliminer le signal de l'onde *P* des sismogrammes et de ne garder que la réponse de la structure sous la station. Les fonctions récepteur (ou fonctions de transfert) radiales et transverses peuvent ensuite être analysées en utilisant une méthode de mesure des paramètres anisotropes telle que la méthode de minimisation de l'énergie sur la composant transverse [Silver et Chan, 1991], de rotation/corrélation [Bowman et Ando, 1987] ou encore d'analyse multicanaux [Chevrot, 2000]. Les études utilisant cette approche ne sont pas légion [McNamara et Owens, 1993; Herquel, et al., 1995; Iidaka et Niu, 2001; Sadidkhouy, et al., 2008; Nagaya, et al., 2011] mais montrent toutes des déphasages de l'ordre de 0,1 à 0,3 s, ce qui est en bon accord avec les estimations pétrophysiques [Barruol et Mainprice, 1993a]. L'utilisation des fonctions de transfert semblant encourageante et proposant un signal qui peut être comparé aux mesures de biréfringence des ondes de type *SKS*, nous avons décidé de l'appliquer au cas de la croûte en Californie afin

d'estimer la part du signal observé qui pourrait être expliquée par l'anisotropie crustale, et donc de mieux préciser la partition verticale de la déformation dans la lithosphère.

Dans cette partie nous allons en premier lieu détailler la méthode de calcul des fonctions récepteur et notamment la méthode de déconvolution utilisée. Nous verrons ensuite comment procéder à l'analyse des fonctions de transfert pour en extraire les paramètres anisotropes de la croûte.

2.2.1. Fonctions récepteur : principe et choix de la méthode

Cette technique permet essentiellement de déterminer la profondeur des principales interfaces terrestres (ex : Moho, 410, 660) à l'aide des ondes sismologiques converties à ces interfaces. Quand une onde incidente parvient à une zone de fort gradient d'impédance, cette dernière va subir trois phénomènes différents (Figure 2.1, [Vergne, 2002]) :

- une réflexion : une partie de l'énergie de l'onde va être renvoyée en direction du milieu depuis lequel l'onde est arrivée (onde réfléchie).
- une transmission : une partie de l'énergie est transmise au milieu situé au-dessus de l'interface (onde transmise).
- une conversion : à cause des interactions à l'interface entre les deux milieux d'impédances différentes, une partie de l'énergie transmise et de l'énergie réfléchie est convertie en onde de cisaillement dans le cas d'une onde incidente compressive ou en onde compressive dans le cas d'une onde incidente de cisaillement (onde convertie).

L'énergie contenue dans chacun des différents types d'ondes va alors dépendre de l'angle d'incidence de l'onde et des propriétés élastiques des milieux de part et d'autre du contraste d'impédance.

Les ondes converties, bien que riches en informations, sont toutefois faiblement énergétiques, ne représentant guère plus de 20% de l'énergie contenue dans l'onde incidente, et se retrouvent « noyées » dans la coda de l'onde P qui renferme toutes les réflexions et autres conversions qui se produisent à l'interface croûte/manteau. Pour extraire leur signal du train d'onde de la P ,

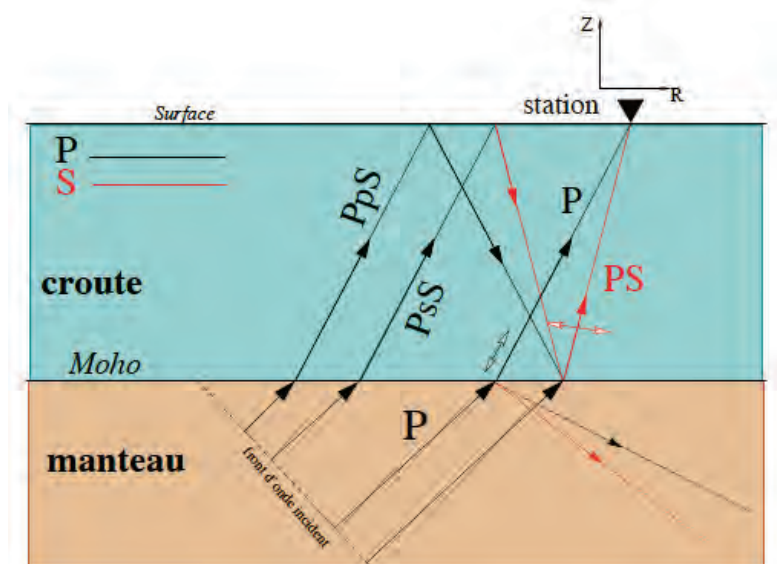


Figure 2.1: Trajet des principaux rais associés aux ondes transmises et converties au Moho lors de l'arrivée d'une onde P [Vergne, 2002].

les traces provenant de mêmes fenêtres azimutales. Malheureusement, chaque sismogramme possédant une forme d'onde propre, la sommation nécessite au préalable un filtrage basse fréquence

des données sismologiques, ce qui ne donne au final accès qu'aux conversions à longue période telles que celles qui se produisent aux interfaces de la zone de transition à 410 ou 660 kilomètres de profondeur. Cette méthode se révèle donc peu adaptée à l'étude des conversions au Moho. Pour ce faire, le sismologue doit s'affranchir du signal propre à chaque événement, c'est à dire de la fonction source.

Un sismogramme peut être vu comme le produit de convolution entre (i) une fonction source, qui est propre à chaque séisme et qui dépend des caractéristiques physiques de la rupture, (ii) une réponse du trajet (hétérogénéités, interfaces...) et (iii) une réponse instrumentale (sismomètre et système d'acquisition). On peut donc exprimer le déplacement du sol enregistré par un sismomètre selon les composantes verticales (V), radiales (R) et transverses (T) par [Langston, 1979] :

$$D_V(t) = I(t) * e(t) * \delta_V(t)$$

$$D_R(t) = I(t) * e(t) * \delta_R(t)$$

$$D_T(t) = I(t) * e(t) * \delta_T(t)$$

Où $I(t)$ correspond à la réponse instrumentale, $e(t)$ à la fonction source et $\delta_i(t)$ aux « logs impulsions » pour les diverses composantes. Dans son article, Langston [1979] propose alors de considérer le sismogramme sur la composante verticale comme une approximation de la fonction source ce qui conduit à exprimer le mouvement du sol par :

$$D(t) = I(t) * e(t) \approx D_V(t)$$

$$\Rightarrow D_R(t) \approx D_V(t) * \delta_R(t)$$

$$\Rightarrow D_T(t) \approx D_V(t) * \delta_T(t)$$

Cette approximation est valable pour les incidences téléseismiques ($i < 40^\circ$) pour lesquelles l'énergie de l'onde P , ainsi que celle des réflexions et conversions se produisant dans la croûte, arrivent majoritairement sur la composante verticale du sismographe. De ce fait, la déconvolution des traces sur les composantes horizontales par les traces sur la composante verticale permet de faire ressortir majoritairement les ondes de cisaillement.

En pratique, de nombreuses méthodes de déconvolution existent dans la littérature, nous avons cependant choisi de nous focaliser sur les deux méthodes les plus classiquement utilisées : la méthode de déconvolution en domaine fréquentiel [Langston, 1979; Owens et Zandt, 1985; Langston, 1989; Ammon, et al., 1990] aussi appelée *pre-whitening method*, et la déconvolution itérative en domaine temporel [Ligorria et Ammon, 1999]. Dans les paragraphes qui vont suivre, nous détaillerons ces deux techniques de déconvolution et nous les appliquerons à un jeu de données provenant de la station PAS

en Californie. Des fonctions de transfert ayant déjà été calculées pour cette station large bande du réseau de l'Université de Caltech [Yan et Clayton, 2007], nous avons pu nous assurer de la fiabilité des différentes méthodes et étudier l'impact des différents paramètres sur l'aspect des fonctions récepteurs produites puis comparer qualitativement les deux approches.

En préalable au calcul des fonctions récepteur, les événements sismiques sont choisis entre 30 et 100 degrés de distance épicentrale, pour des magnitudes supérieures à $M_w = 6$ entre 1997 et 2006. Nous sélectionnons ensuite les sismogrammes présentant sur la composante verticale des arrivées d'ondes P claires, si possible impulsives et avec un rapport signal sur bruit supérieur à 5. Sur les 819 événements récupérés après requête nous n'en avons conservé que 108 répondant à ces critères. On procède ensuite à une rotation des traces du référentiel ZNE (référentiel de l'instrument, respectivement : vertical, Nord et Est) au référentiel ZRT (référentiel du rai, respectivement : vertical, radial et transverse) puis on coupe le sismogramme 20 secondes avant la première arrivée et 120 secondes après. En parallèle, un « *taper* de Hanning » et un léger filtre passe bande sont appliqués aux données. Le « *taper* », d'une largeur de 10^{-1} , permet de fixer l'amplitude du signal à 0 au début et à la fin du sismogramme alors que le filtre passe bande avec des bandes de coupures de 0,01 et 5 Hz permet de supprimer le signal très haute ou très basse fréquence en conservant seulement le signal sismologique exploitable pour le Moho. Pour effectuer le calcul des fonctions récepteur nous avons utilisé un code mis au point par Vergne [2002] qui fonctionne sous Matlab dans lequel ces deux méthodes de déconvolution sont implémentées. En parallèles, d'autres stations que nous évoquerons plus bas ont été étudiées.

2.2.1.1 Déconvolution en domaine fréquentiel

Cette méthode est la plus ancienne tentative de déconvolution du signal sur la composante radiale par la trace verticale et a été mise au point par Langston [1979]. Elle utilise comme postulat qu'une convolution dans le domaine temporel équivaut à une multiplication dans le domaine spectral, et que, par conséquent, une déconvolution en domaine temporel est équivalente à une division dans le domaine spectral. Ainsi, et en théorie, une fonction de transfert se calcule en divisant le spectre (transformée de Fourier) des traces radiales et/ou transverses par le spectre de la trace verticale. Si on note $D_R(\omega)$ et $D_V(\omega)$ les transformées de Fourier de $D_R(t)$ et $D_V(t)$ où ω est la pulsation, on obtient par conséquent :

$$\delta_R(\omega) = \frac{D_R(\omega)}{D_V(\omega)}$$

En pratique, le calcul est plus délicat et nécessite l'application d'un facteur de seuillage (*water-level*) c , pour éviter les valeurs nulles dans le dénominateur, ainsi que l'utilisation d'un filtre gaussien $G(\omega)$

pour se focaliser sur le contenu fréquentiel dominant du signal (ω_0). Le calcul des fonctions de transfert s'écrit donc plutôt sous la forme :

$$\delta_R(\omega) = \frac{D_R(\omega).D_V^*(\omega)}{\Phi_V(\omega)}.G(\omega)$$

où $\Phi_V(\omega) = \max(D_V(\omega).D_V^*(\omega), c.\max_{\omega'}[D_V(\omega').D_V^*(\omega')])$

et $G(\omega) = \exp\left(-(\omega - \omega_0)^2/4a^2\right)$

(a représente la largeur de la gaussienne)

Si cette méthode est relativement simple, la nécessité d'appliquer un facteur de seuillage et un filtre gaussien au moment de la déconvolution font que les fonctions de transfert produites sont fortement dépendantes de la paramétrisation choisie par l'utilisateur. A titre d'exemple les valeurs de seuillage s'échelonnent généralement, dans la littérature, entre 10^{-5} et 10^{-1} en fonction du niveau de bruit des sismogrammes. Comme nous allons le voir plus bas, la variation de 4 ordres de grandeur de ce paramètre sensé éliminer les valeurs nulles du dénominateur lors de la division des spectres peut avoir des effets majeurs sur l'aspect des fonctions de transfert et sur l'information qu'elles contiennent. Dans les figures qui vont suivre, nous avons choisi d'utiliser un filtre Gaussien centré sur 0,6 Hz et d'une largeur de 0,3 Hz afin d'éliminer les hautes fréquences tout en conservant une forme d'onde fidèle au signal initial, et de faire varier la valeur de c . Si, en règle générale, les sismologues adaptent ces paramètres au cas particulier de chaque sismogramme, en particulier en fonction de sa période dominante et de son niveau de bruit, nous appliquerons dans ce paragraphe les mêmes paramètres de déconvolution à l'ensemble du jeu de données afin de montrer l'effet déterminant qu'implique le choix de ces paramètres.

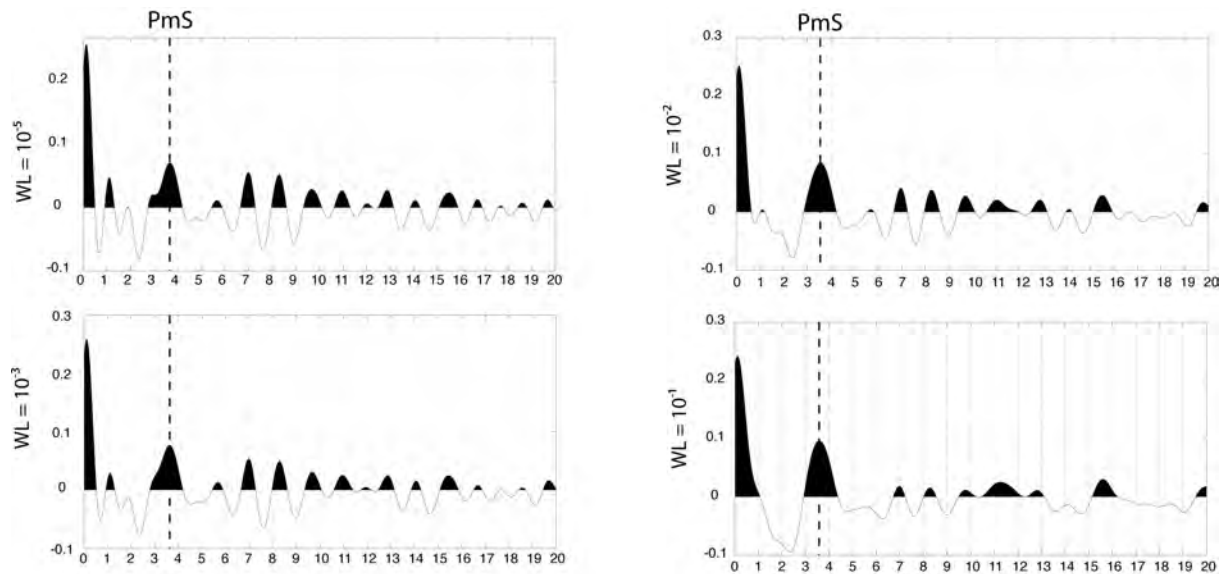


Figure 2.2: Effet du choix du water-level (WL) sur l'aspect des fonctions de transfert calculées par la méthode déconvolution en domaine spectral [Langston, 1979]. Les fonctions de transfert présentées sont des sommations de 96 fonctions de transfert calculées à station PAS.

La Figure 2.2 présente des sommations de 96 fonctions de transfert radiales calculées à la station PAS pour des valeurs de facteur de seuillage de 10^{-1} , 10^{-2} , 10^{-4} et 10^{-5} . Si la valeur de seuillage n'est pas déterminante pour localiser la phase *PmS* (à environ 3,5 s), car elle est nettement plus énergétique que le bruit environnant, les multiples, c'est à dire les arrivées d'ondes ayant subi des réflexions au Moho (cf. Figure 2.1), y sont eux beaucoup plus sensibles. En effet, pour la valeur de seuillage la plus élevée ($WL=10^{-1}$), on voit clairement deux autres arrivées positives plus énergétiques vers 11 et 15 s. Le seuillage, plus qu'un paramètre de stabilisation de la déconvolution, est donc un paramètre central pour la détection de signaux faibles grâce à sa capacité à supprimer le bruit haute fréquence des spectres. Cependant, si le choix d'un *water-level* élevé tend à produire des fonctions de transfert moins bruitées, il faut toutefois veiller à le maintenir le plus petit possible afin de ne pas altérer le signal sismologique, en particulier pour qui s'intéresse aux arrivées de faible énergie. Le choix du filtre gaussien, même si son effet n'est pas montré ici, influe également sur l'aspect final des fonctions de transfert en modifiant la période dominante des spectres ; son effet est toutefois plus intuitif que celui du facteur de seuillage.

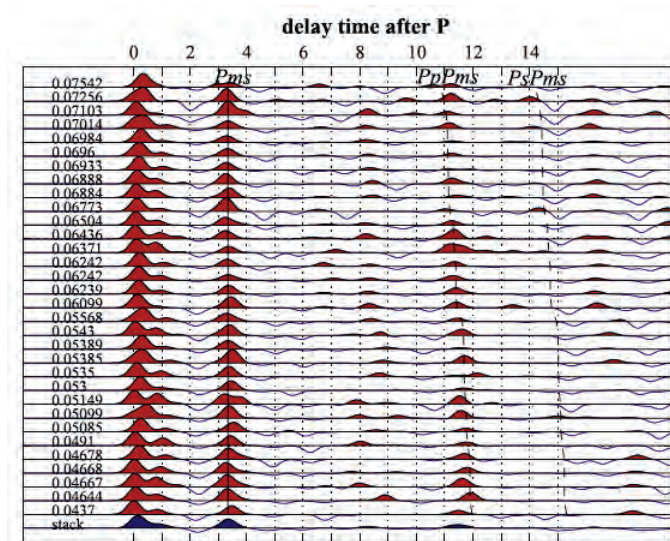


Figure 2.3: Fonctions récepteur calculées à la station PAS par Yan et Clayton [2007] rangées en fonction du paramètre de rai. La dernière ligne en bas représente la trace sommée.

D'un point de vue qualitatif, les fonctions de transfert que nous avons calculées à la station PAS, et notamment celles présentes en bas à droite de la Figure 2.2, diffèrent quelques peu de celles de Yan et Clayton [2007] (cf. dernière ligne de la Figure 2.3), particulièrement en ce qui concerne la détection des multiples. Si, comme eux, nous observons une arrivée à 11 s (surtout pour un *water-level* de 10^{-1}), nous ne détectons pas de pulse négatif centré à 15 s, et ce quels que soient les paramètres de traitement choisis. On observe également des différences sensibles au niveau du contenu fréquentiel, leurs fonctions

récepteur étant plus haute fréquence que les nôtres, mais ceci est majoritairement dû aux paramètres que nous avons définis pour la gaussienne. Il faut néanmoins noter que dans leur article, Yan et Clayton [2007] utilisent une autre méthode de déconvolution pour la station PAS, et que, par conséquent, les divergences obtenues sont probablement d'origine numériques. J'ai donc traité les signaux avec la même méthode de déconvolution pour une meilleure comparaison.

2.2.1.2 Déconvolution itérative en domaine temporel

Cette méthode de déconvolution mise au point par *Ligorria et Ammon* [1999] est sensiblement différente de la méthode précédente en ce sens que le traitement ne s'effectue que dans le domaine temporel. Ici, le calcul se fait par itération, et sa durée dépend donc directement du nombre de pas choisis. A chaque itération, le code (i) calcule la corrélation entre la trace verticale et la trace radiale et/ou transverse, (ii) détermine le temps et l'amplitude de l'extremum de corrélation, (iii) remplace le signal de la trace radiale et/ou transverse par un dirac puis (iv) détermine la trace radiale et/ou transverse résiduelle (cf. Figure 2.5 de Vergne [2002] pour plus de détails).

Une fois la partie itérative achevée, la fonction de transfert constituée d'une série de diracs est convoluée à un filtre gaussien pour lui donner un aspect ondulatoire. Cette convolution n'a cependant pas qu'un intérêt esthétique, une succession de diracs étant en effet conforme à la réponse impulsionnelle recherchée par l'utilisateur de fonctions récepteur ; elle permet surtout aux fonctions de transfert d'afficher des résolutions réalistes eu égard à la période dominante des ondes *PmS* (environ 0.4 Hz). La convolution avec une gaussienne est enfin nécessaire pour pouvoir effectuer des sommations de fonctions récepteur. En effet, si les temps d'arrivée des diracs varient légèrement d'une fonction de transfert à une autre, ce qui est courant du fait des variations d'angles d'incidence des ondes ou lorsque le milieu sous la station n'est pas parfaitement tabulaire ou homogène, une partie importante du signal serait perdue.

Dans cette approche, la résolution et l'aspect des fonctions récepteur vont être fortement dépendants du nombre d'itérations choisis. En effet, comme nous l'avons vu, cette méthode de déconvolution produit à chaque itération un dirac qui va ensuite être assimilé à une réponse impulsionnelle ; ainsi, plus l'on choisit un nombre élevé d'itérations, plus le nombre d'impulsions sera important. Dans sa thèse, *Vergne* [2002] préconise environ 40 itérations pour 40 secondes de signal à déconvoluer ; selon lui, au-delà de cette valeur, le gain de résolution apporté ne justifie pas l'augmentation du temps de calcul. Dans notre cas, le calcul des fonctions de transfert se limitant à l'extraction du signal de l'onde *PmS* qui est l'onde la plus énergétique après la *P*, nous nous sommes limités à 20 itérations.

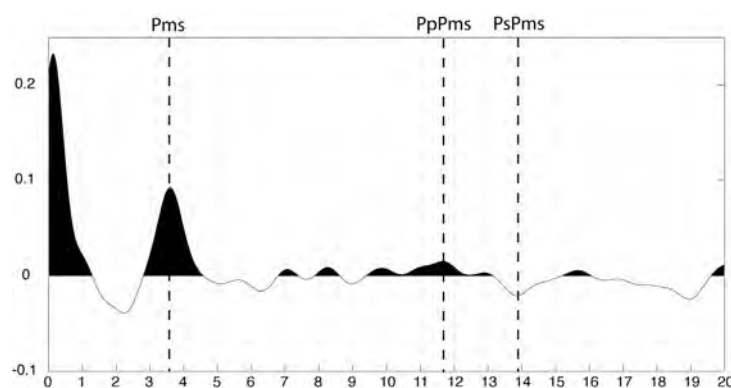


Figure 2.4: Somme de 96 fonctions de transfert radiales calculées en utilisant la déconvolution itérative en domaine temporel [*Ligorria et Ammon*, 1999] à la station PAS.

La Figure 2.4 nous montre une sommation de 96 fonctions de transfert radiales calculées en utilisant la déconvolution itérative à la station PAS. Par comparaison avec la Figure 2.2, on peut voir que le signal obtenu est bien moins bruité et que l'on observe moins de pics négatifs directement après la *P*. Le faible niveau de bruit permet d'observer les

multiples, notamment un pic positif à environ 11 s (*PpPms*) et un pic négatif aux alentours de 14 s (*PsPms*). Le résultat obtenu devient ainsi très proche de celui obtenu par *Yan et Clayton* [2007], présenté sur la Figure 2.3, même si le contenu fréquentiel reste légèrement différent. Cette méthode est donc bien plus efficace que la déconvolution en domaine spectral pour détecter les arrivées d'ondes de faible énergie ou les arrivées dans un sismogramme bruité. Elle est donc à privilégier pour déterminer les temps d'arrivée de la *PmS* et des autres conversions.

2.2.1.3 Choix de la méthode de déconvolution

Les méthodes détaillées plus haut permettent toutes deux de déconvoluer la trace radiale par la trace verticale afin d'extraire de la *coda* de l'onde *P* des informations concernant les conversions d'ondes de compression en ondes de cisaillement aux interfaces des enveloppes terrestres et en particulier à l'interface croûte/manteau qui nous intéresse ici. Elles présentent néanmoins des défauts et des qualités qui leurs sont propres et qui doivent être pris en compte au moment de faire son choix.

La déconvolution en domaine fréquentiel présente comme intérêt principal sa rapidité. La déconvolution se faisant à partir de spectres, de grandes quantités de données peuvent être analysées en quelques secondes. Cette rapidité va permettre de tester un grand nombre de paramétrisations (choix du *water-level* et caractéristiques de la gaussienne) sans perdre de temps. L'utilisation de spectres permet en outre de relier facilement les fonctions de transfert aux données sismologiques brutes ; le contenu fréquentiel du sismogramme et la forme d'onde sont conservés au cours de la déconvolution ce qui peut s'avérer utile lorsque l'on veut effectuer des analyses sensibles à ces paramètres. Cette approche présente néanmoins l'inconvénient d'être assez sensible au bruit de fond et produira régulièrement des fonctions de transfert à l'aspect chaotique; on peut cependant pallier ce problème en effectuant une paramétrisation spécifique à chaque sismogramme et ainsi s'adapter au mieux à son niveau de bruit [par ex., *Bostock*, 1998]. Pour finir, cette méthode génère systématiquement dans les fonctions de transfert, directement après le pic de l'onde *P*, un artéfact sous la forme d'un pulse négatif dû à la non causalité du signal, qui va perturber l'amplitude des arrivées positives associées à la *PmS* dans le cas de croûtes relativement fines.

La déconvolution itérative en domaine temporel est une méthode moins contraignante à utiliser que la déconvolution en domaine spectral en ce sens qu'elle ne nécessite pas de paramétrisation, si ce n'est le choix du nombre d'itérations. Elle est en revanche bien plus gourmande en temps de calcul de sorte qu'il faut définir un nombre d'itérations adapté à l'utilisation future des fonctions récepteur avant de lancer la déconvolution pour un grand nombre de données. La caractérisation d'extrema de corrélation entre la trace radiale et/ou transverse et la trace verticale permet de s'affranchir plus efficacement du bruit de fond sismologique et par conséquent de produire des fonctions récepteur bien moins bruitées que celles calculées par l'approche spectrale. La construction des fonctions de transfert par la convolution d'une suite de diracs avec une gaussienne présente en revanche l'inconvénient de ne pas conserver la forme d'onde des sismogrammes, ce qui induit une perte d'information importante et

particulièrement en ce qui concerne l'étude de la biréfringence. L'artéfact produit à proximité de l'onde P lors de la déconvolution en domaine spectral est absent des fonctions de transfert déterminées de manière itérative.

Du fait de sa grande stabilité, de sa facilité d'utilisation et du faible bruit produit sur les fonctions de transfert, nous estimons que la méthode de déconvolution itérative en domaine temporelle est à privilégier pour qui veut obtenir des temps d'arrivée précis pour des phases faiblement énergétiques. Cependant, l'utilisation de la déconvolution en domaine spectral permet de conserver dans les fonctions récepteur des formes d'ondes proches de celles des sismogrammes initiaux, de ce fait, et même si elle produit des résultats souvent assez bruités, cette approche est la seule valable si l'on veut s'intéresser à l'étude du déphasage des ondes de cisaillement, c'est pourquoi nous utiliserons majoritairement cette méthode dans les paragraphes suivants.

2.2.2. Ondes Converties et Anisotropie Sismique

Nous avons vu plus haut que l'utilisation des ondes converties au Moho était potentiellement l'approche la plus complète pour étudier l'anisotropie sismique de la croûte continentale dans son ensemble. Cette approche est néanmoins fortement limitée par la faible énergie de ces phases et

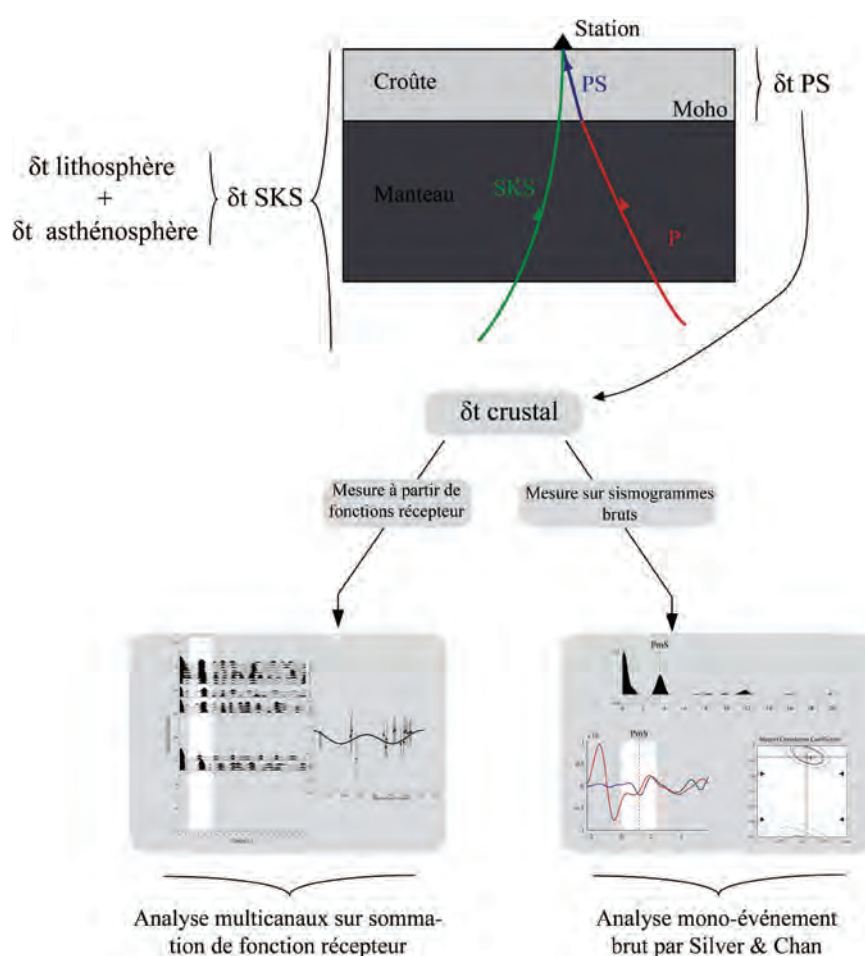


Figure 2.5: Schéma présentant les deux méthodes choisies pour l'analyse de l'anisotropie sismique d'origine crustale.

nécessite un traitement préalable, le calcul de fonctions de transfert, dont les modalités ont été détaillées précédemment. Dans cette partie nous allons voir comment utiliser le signal sismologique associé aux ondes converties pour tenter d'en tirer des informations sur les propriétés anisotropes de la croûte. Nous avons élaboré deux approches différentes (cf. Figure 2.5) : une approche « directe », où nous avons analysé avec la méthode de *Silver et Chan* [1991] des ondes *PmS* dans le signal sismologique brut après avoir repéré leur temps d'arrivée grâce à des fonctions récepteur calculées en utilisant la méthode itérative. Nous avons également étudié l'anisotropie crustale à partir de fonctions de transfert calculées grâce à l'approche spectrale et analysées à partir de la méthode d'analyse multicanaux développée par *Chevrot* [2000].

2.2.2.1 Mesures directes du déphasage des ondes *PmS*

Dans un premier temps, et afin de s'affranchir au maximum des problèmes d'altération du signal causés par l'utilisation des fonctions de transfert, nous avons décidé de mesurer l'anisotropie sismique de la croûte continentale directement à partir de sismogrammes bruts. Cette approche peut sembler en

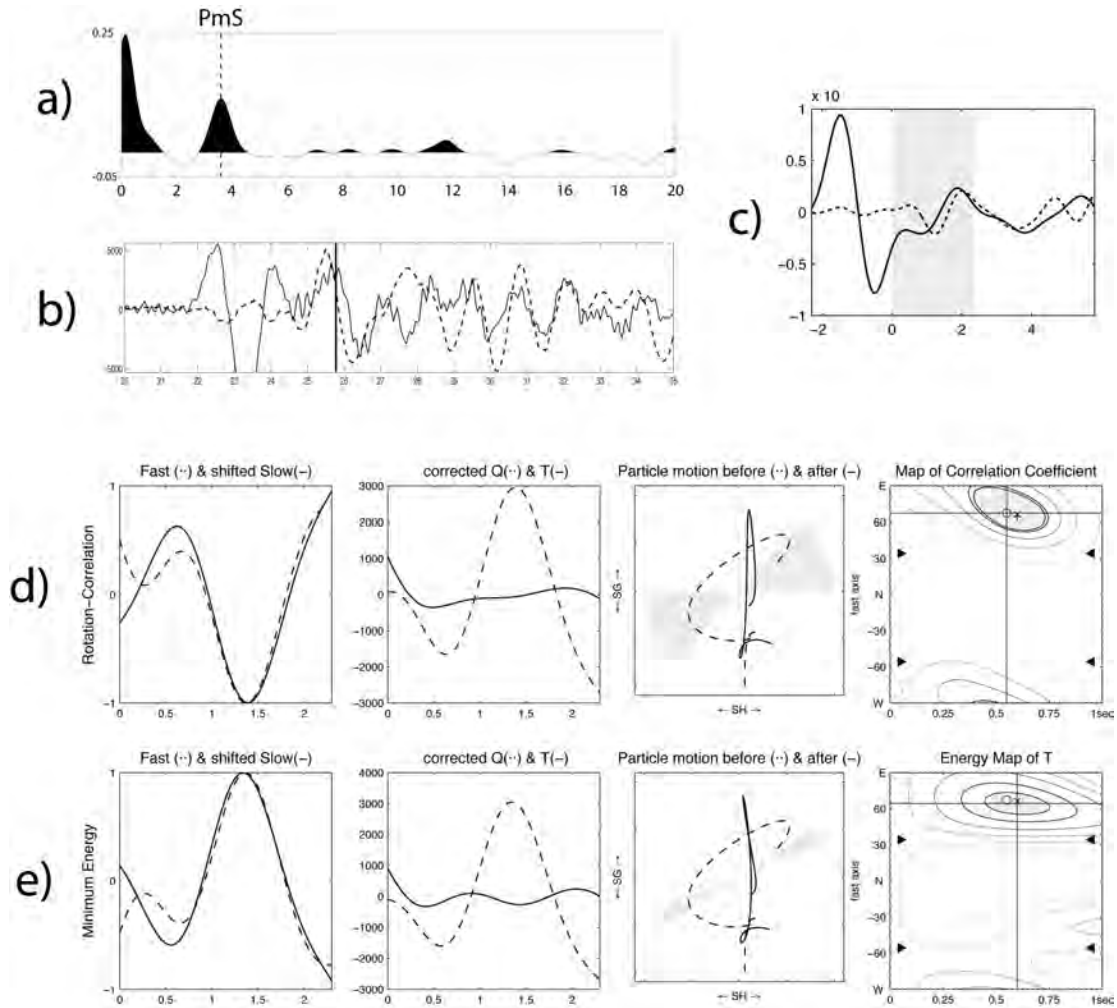


Figure 2.6: Figure détaillant les différentes étapes de la mesure de l'anisotropie crustale à partir d'ondes *PmS* brutes. Voir le texte pour le détail des figures.

contradiction totale avec les affirmations définies plus haut postulant que les phases converties ne sont pas visibles dans le signal sismologique classique. Si cela est vrai dans la plupart des cas, dans certaines conditions de bruits faibles et pour des phases *PmS* relativement longue période, le signal brut est néanmoins exploitable.

Afin d'obtenir un temps d'arrivée moyen de l'onde *PmS* à la station nous calculons un *stack* de fonctions de transfert en utilisant l'approche itérative. La Figure 2.6 propose un panorama complet de la méthode employée dans ce paragraphe. En a) une sommation de 71 fonctions de transfert réalisées à la station PAS en Californie qui indique un temps d'arrivée d'environ 3,5 s pour l'onde *PmS*. Une fois ce temps d'arrivée connu, on procède à l'inspection méticuleuse de l'ensemble des événements enregistrés à la station à la recherche d'arrivées sur la composante radiale qui soient cohérentes avec une onde *PmS*. Quand un signal interprétable et cohérent est repéré (Figure 2.6b, notez les 3.5 s entre l'arrivée de la P et l'arrivée centrée sur la barre noire) il est filtré, si nécessaire, puis on définit une fenêtre de calcul autour de la phase (Figure 2.6c) qui est ensuite analysée en utilisant la méthode de rotation corrélation [Bowman et Ando, 1987] (Figure 2.6d) et la méthode de minimisation de l'énergie sur la composante transverse [Silver et Chan, 1991] (Figure 2.6e). Le traitement des données sismologiques, hors fonctions de transfert, est réalisé sous SplitLab [Wüstefeld, et al., 2008]. Comme on pouvait l'espérer de l'analyse de la biréfringence d'une onde *PmS*, le mouvement de la particule présenté Figure 2.6d et Figure 2.6e est ellipsoïdal avant correction par la méthode d'analyse de l'anisotropie sismique et devient linéaire ensuite démontrant qu'une paire de paramètres $\phi/\delta t$ permet d'enlever efficacement le signal sur la composante transverse. Si la direction de polarisation obtenue (environ N60°E) par cette mesure est en relatif accord avec les directions de polarisations dérivées des ondes *SKS* observées en Californie du Sud, la direction de polarisation moyenne observée à la station PAS à partir des ondes *SKS* étant N72°E [Liu, et al., 1995], le déphasage est en revanche étonnamment élevé (supérieur à 0,5 s). Même si les deux méthodes d'analyse produisent des résultats comparables (Figure 2.6d et Figure 2.6e), confirmant le fait que la mesure présentée sur la Figure 2.6 est relativement bien contrainte, il est difficile de lui accorder une quelconque valeur statistique. En effet en dépit du fait que la station PAS possède une vingtaine d'années d'enregistrement, nous n'avons été capable de mesurer l'anisotropie que sur cet unique événement. Le constat a été le même pour les 3 autres stations permanentes Californienne où nous avons appliqué cette méthode (BKS, CMB et BMN). Les mesures d'anisotropie crustale réalisées par Herquel et al. [1995] au Tibet en utilisant une technique proche de la nôtre souffrent également d'un manque de poids criant. Même si la quantité de données disponible était largement moindre qu'en Californie, stations temporaires obligent, ils n'ont pu mesurer au mieux qu'une poignée de déphasage des ondes *PmS* à chaque station. Si les directions de polarisation et les déphasages temporels obtenus semblent tout à fait raisonnables, on ne peut que regretter le faible nombre de données empêchant de fait une quantification indiscutable de l'anisotropie crustale dans cette région. Ainsi, et même si la mesure directe de l'anisotropie semble possible, le trop faible poids statistique des événements possédant les caractéristiques de bruit et de

fréquence dominante pour une telle approche confirme l'exigence d'utilisation de méthodes d'extraction du signal faible telles que les fonctions récepteurs.

2.2.2.2 Mesures à partir des fonctions récepteur

Comme nous l'avons argumenté plus haut, nous avons fait le choix d'utiliser la méthode de déconvolution en domaine spectral pour l'étude de l'anisotropie sismique à partir des fonctions récepteur. Cette méthode produisant des fonctions de transfert relativement bruitées et le signal associé à la phase *PmS* étant faible nous avons décidé de ne pas utiliser les méthodes classiques d'analyse de l'anisotropie [Bowman et Ando, 1987; Silver et Chan, 1991] qui s'avèrent relativement instables dans ce genre de contexte. Nous avons préféré utiliser l'analyse multicanaux proposé par Chevrot [2000] qui est plus adaptée aux signaux faibles mais qui n'est pas une approche « mono événement ». Elle nécessite par conséquent d'analyser l'ensemble du jeu de données pour obtenir une valeur moyennée de l'anisotropie sous la station.

L'analyse de l'anisotropie s'effectue en plusieurs étapes qui sont représentées sur la Figure 2.7 pour la station PAS. En premier lieu, nous calculons en parallèle les fonctions de transfert radiales et transverses. Nous utilisons un *water-level* relativement élevé (typiquement 10^{-2}) afin d'abaisser le

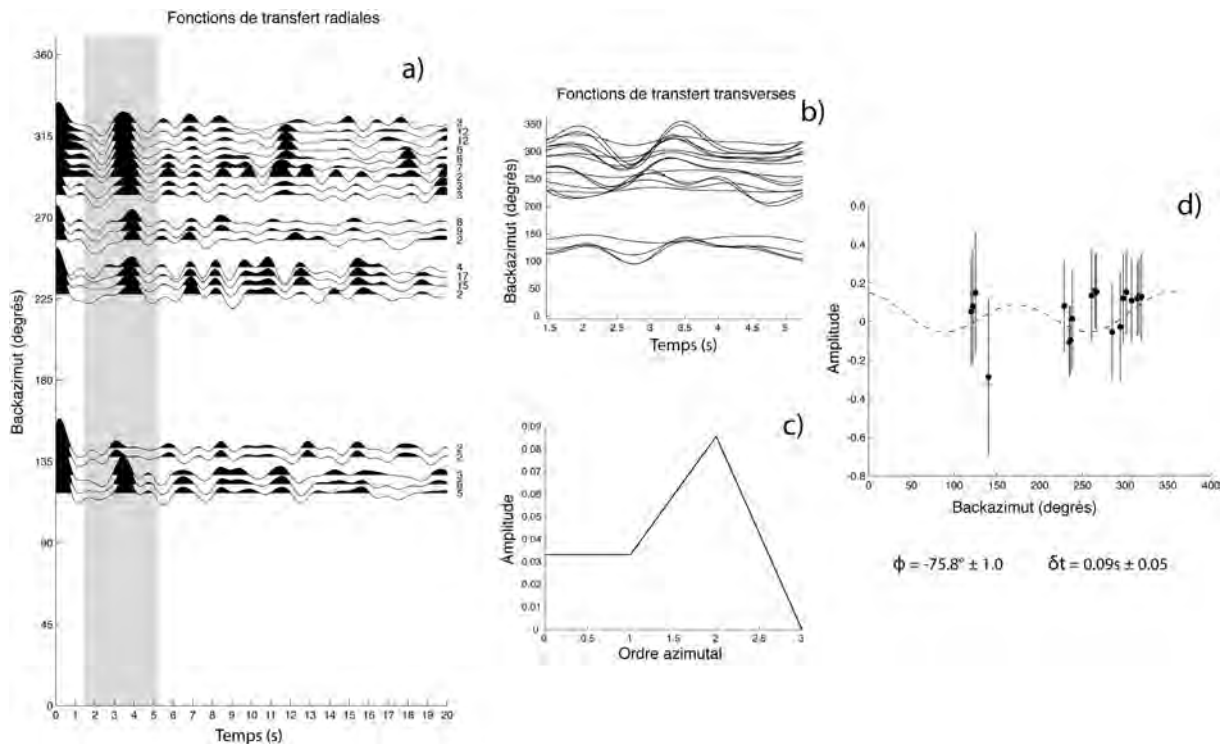


Figure 2.7: Figure présentant les différentes étapes de la mesure des paramètres anisotropes à partir d'un jeu de fonctions de transfert calculées à la station PAS par la méthode de déconvolution en domaine spectral et sélectionnées pour leur fort rapport signal sur bruit. a) Fonctions de transfert radiales sommées par fenêtre backazimutale de 5 degrés, le nombre de fonctions récepteur sommées étant indiqué à droite de chaque sommation, et rangées en fonction du backazimut. La zone grisée correspond à la fenêtre temporelle de calcul utilisée pour la détermination des paramètres anisotropes. b) Signal présent sur les fonctions de transfert transverses dans la fenêtre de calcul. c) Spectre d'ordre azimuthal. d) « Amplitude de splitting » en fonction du backazimut. La courbe en pointillés représentant le polynôme utilisé pour déterminer les paramètres anisotropes.

niveau de bruit dans le signal et choisissons une gaussienne généralement centrée sur 0,6 Hz, ce qui permet de respecter la période dominante moyenne des ondes converties au Moho. L'approche multicanaux étudiant les variations des propriétés anisotropes sous la station en fonction du backazimut des ondes analysées, nous classons les fonctions de transfert en fonction de ce paramètre (cf. Figure 2.7a pour les fonctions de transfert radiales). Afin d'améliorer le rapport signal sur bruit et d'augmenter la cohérence du signal, les fonctions de transfert sont sélectionnées afin de ne conserver que les moins bruitées, puis elles sont sommées par fenêtres azimutales de 5 degrés. Nous avons ensuite choisi une fenêtre temporelle afin de calculer l'intensité de splitting (zone grisée sur la Figure 2.7a); la fenêtre est choisie de telle sorte qu'elle soit centrée sur l'arrivée moyenne de la *PmS* et, pour prendre en compte le fait que les temps d'arrivée varient légèrement en fonction de l'angle d'incidence de l'onde, à cause du pendage des structures ou encore à cause d'hétérogénéités locales, nous l'avons étendue latéralement à plus ou moins une largeur de réponse impulsionnelle. La Figure 2.7b nous montre le signal contenu dans les fonctions de transfert transverses pour cette fenêtre de calcul.

L'étape suivante consiste à calculer le vecteur de splitting pour chaque paire de fonction de transfert radiale/transverse qui, représenté en fonction du backazimut, permet de définir l'intensité de splitting. Le vecteur de splitting défini par Chevrot [2000] est déterminé en projetant les données de la composante transverse sur la dérivée de la composante radiale selon l'expression :

$$s = -2 \left(\frac{Tr}{\|r\|^2} \right)$$

où *T* représente les traces sur la composante transverse et *r* la dérivée du signal sur la composante radiale.

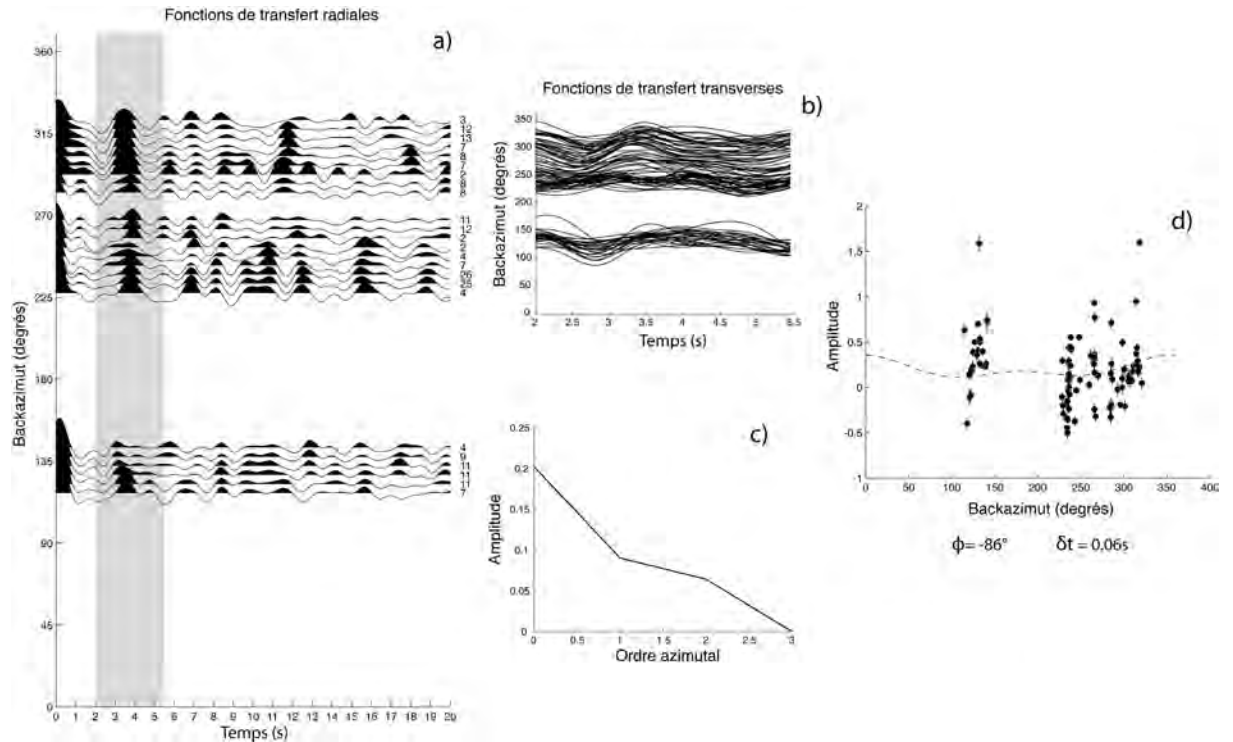


Figure 2.8: Même que la Figure 2.7 mais pour l'ensemble des fonctions de transfert calculées à la station PAS.

En représentant les vecteurs de splitting en fonction du backazimuth et, dans l'hypothèse d'une anisotropie hexagonale à axe de symétrie horizontal, l'intensité de splitting va décrire une fonction de splitting de la forme $\delta t \sin(2(\phi - \phi_0))$ où δt est le déphasage et ϕ_0 l'azimut de l'axe rapide de l'anisotropie. Ainsi, si une anisotropie de ce type se trouve sous la station étudiée, la corrélation de la courbe d'intensité de splitting avec un polynôme d'ordre 2 permettra de définir un déphasage temporel et une direction de polarisation moyens pour la station. Dans le cas d'anisotropies à géométrie plus complexe, par exemple avec un axe rapide présentant un pendage, le signal présentera une composante sinusoïdale d'ordre 1. La contribution des différentes harmoniques azimutales peut être estimée en décrivant la transformée de Fourier discrète du vecteur de splitting :

$$S(k) = \sum_{j=1}^N s_j e^{\frac{2\pi i k \phi_j}{360}}$$

où k est l'ordre azimutal, s_j et ϕ_j sont respectivement le vecteur de splitting et l'azimut de l'événement j et N le nombre total d'événements enregistrés.

L'amplitude de chaque harmonique peut ensuite être définie par :

$$H(k) = \frac{2|S(k)|}{N}$$

De ce fait, pour une fonction de splitting présentant une périodicité de valeur $360/k$ avec une amplitude unitaire, $H(k) = 1$.

Ces considérations en main, nous avons appliqué cette approche au cas des fonctions de transfert en remplaçant la composante radiale par une fonction récepteur radiale et la composante transverse par une fonction récepteur transverse. Les résultats de ces calculs pour la station PAS sont présentés Figure 2.7d. Les amplitudes de splitting représentées en fonction du backazimut ne montrent pas de périodicité très marquée principalement à cause de la faiblesse du signal sismique associé. Le spectre d'ordre azimutal de la Figure 2.7c présente cependant une amplitude maximale franche pour l'ordre 2 indiquant la dominance d'une périodicité de 180° typique d'une anisotropie à axe de symétrie horizontal. On peut donc raisonnablement corréler les « amplitudes de *splitting* » avec un polynôme d'ordre 2 afin de déterminer le couple de paramètres anisotropes $\phi/\delta t$ (courbe en pointillés de la Figure 2.7d) ; dans le cas présenté ici nous obtenons une direction de polarisation moyenne des ondes rapides de -76° et un déphasage temporel moyen d'environ 0,1 s qui sont des paramètres tout à fait conformes à ceux auxquels on s'attend pour la croûte. Nous avons cependant observé une grande variabilité des résultats en fonction de la fenêtre de calcul choisie et en fonction de la sélection des fonctions de transfert marquant le manque de stabilité de la méthode. En effet, une mesure de l'anisotropie à partir d'un jeu de données sans sélection au préalable des fonctions de transfert les moins bruitées (Figure 2.8) ne donne pas de résultat exploitable ; on remarque une dispersion importante des « amplitudes de *splitting* » qui se traduit par un spectre d'ordre azimutal dominé par l'ordre nul, c'est à dire par un signal assimilable à une droite, la corrélation des données à un polynôme d'ordre 2 n'étant alors plus pertinente... Enfin et même en appliquant toutes les précautions définies plus haut, nous avons été

incapables de produire des résultats de la qualité de la Figure 2.7 pour les trois autres stations testées (BKS, BMN, CMB).

Si cette méthode *a priori* élégante et encourageante s'est révélée être un échec, il était néanmoins nécessaire de la tester, eu égard à l'importance de la caractérisation de l'anisotropie crustale. Si nous étions conscient de la difficulté inhérente à l'utilisation des fonctions de transfert pour l'étude de signaux aussi faibles que l'anisotropie crustale ce travail permet de comprendre le manque de données disponibles dans la littérature dans ce domaine.

2.2.3. Discussion et Conclusion

La mise en évidence sous la Californie de deux couches d'anisotropie tend à indiquer l'existence sous la faille de San Andreas d'un partitionnement vertical de la déformation. Afin de mieux contraindre verticalement la localisation de l'anisotropie, et ainsi mieux comprendre les origines et les implications de ce partitionnement, nous avons essayé de déterminer la participation en termes de déformation de la croûte, du manteau lithosphérique et de l'asthénosphère. Si l'anisotropie crustale est généralement le parent pauvre des études d'anisotropie réalisées à partir d'ondes télésismiques, les déformations que l'on y observe sur le terrain sont telles qu'il est difficile de considérer ce milieu comme isotrope sismiquement. Malheureusement, et même si de nombreuses études ont pu mettre en évidence la présence d'anisotropie dans la croûte, peu d'entre elles ont abordé l'effet de la croûte inférieure et peu l'ont caractérisée en termes de paramètres anisotropes tels que la direction de polarisation des ondes rapides et le déphasage temporel, paramètres qui pourraient alors être directement comparés aux mesures de déphasage des ondes *SKS*. L'apport d'une telle information

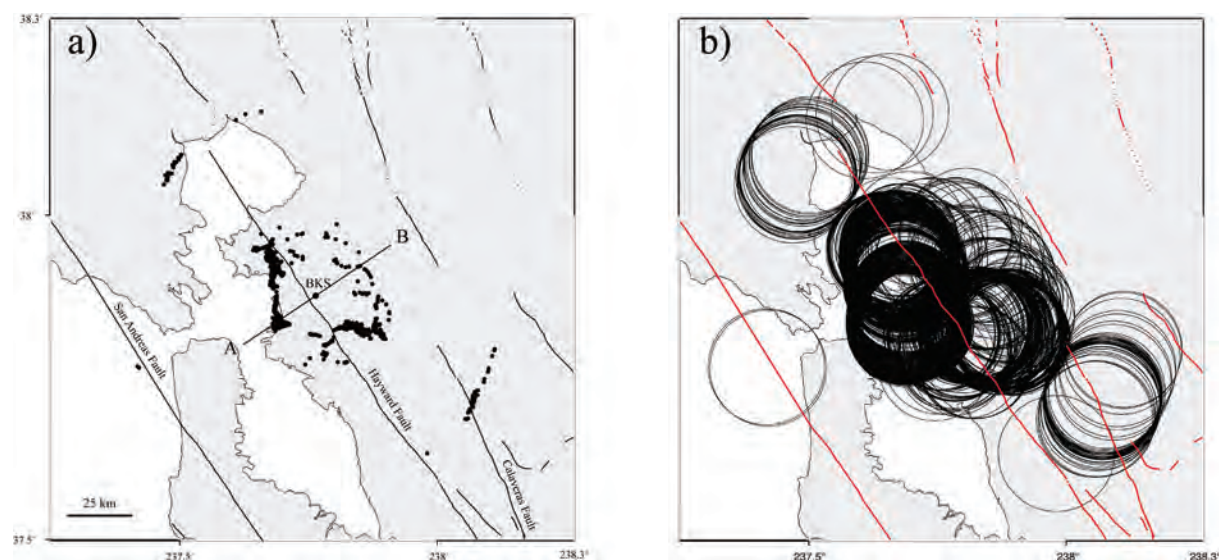


Figure 2.9: a) Carte représentant la projection en surface des « piercing points » à 25 kilomètres de profondeur pour des ondes P entre 30 et 100° de distance épacentrale à la station BKS. b) Première onde de Fresnel à 25 km de profondeur des événements présentés en a).

serait déterminante pour mieux contraindre la part d'anisotropie, et donc de déformation, dévolue au manteau supérieur et à la croûte dans les études sur le déphasage des ondes *SKS*.

Pour mener à bien ce projet dans le cas de la Californie et ainsi compléter notre étude publiée dans *Journal of Geophysical Research*, nous avons décidé de suivre une approche appliquée pour la première fois par *McNamara et Owens* [1993] pour le Basin and Range, à savoir la mesure du déphasage des ondes de cisaillement converties au Moho et extraite de la *coda* de l'onde *P* par le calcul de fonction de transfert. Si l'approche se révélait efficace dans le cadre de la station analysée par les auteurs, l'absence de mesures systématiques de l'anisotropie crustale dans d'autres contextes nous laissait dubitatifs quant à la facilité de sa mise en œuvre et quant aux conclusions que l'on pouvait en tirer. Notre perplexité a été confirmée par le peu de mesures d'anisotropie que nous avons obtenues par cette approche et par le manque de confiance que nous avons à leur égard. De notre point de vue, et *a contrario* des mesures de déphasages réalisées à partir d'ondes *SKS*, l'utilisation des ondes converties au Moho ne permet pas de cartographier à grande échelle l'anisotropie sous une région donnée. Les ondes *PmS*, du fait de la concomitance de leur arrivée et de la *coda* de l'onde *P*, sont des phases difficiles à observer et à utiliser pour analyser un signal aussi faible que l'anisotropie dans la croûte. L'utilisation du signal brut implique de fait une sélection drastique des données sismologiques amputant largement le poids statistiques des éventuelles mesures de déphasage. L'utilisation de méthodes d'amplification du signal telles que le calcul de fonctions de transfert, si elles produisent de bons résultats en ce qui concerne la détermination des temps d'arrivée des ondes converties, génèrent dans la grande majorité des cas, des signaux trop bruités pour être exploitables par les méthodes d'analyse du déphasage classiquement utilisées dans les études basées sur les phases téléseismiques [*Bowman et Ando*, 1987; *Silver et Chan*, 1991] et reconnues comme instables dans le cas de rapport signal sur bruit faible [*Wüstefeld et Bokelmann*, 2007]. Notre approche utilisant une méthode de mesure de l'anisotropie moins sensible au bruit [*Chevrot*, 2000], grâce à son aspect multicanaux, s'est malgré tout heurtée à sa sensibilité à la couverture azimutale. Bien que l'éclairage des stations que nous avons étudiées soit relativement complet (cf. Figure 2.9a pour la station BKS), il se trouve fortement altéré par la nécessité de sélectionner drastiquement les fonctions de transfert les moins bruitées et rend par conséquent la corrélation des données avec un polynôme d'ordre 2 audacieuse.

Hormis l'aspect purement technique de la détection de l'anisotropie, on peut également s'interroger sur la capacité des ondes *PmS* à échantillonner la déformation présente dans la croûte. Ces phases dérivant de la conversion au Moho d'ondes téléseismiques, elles conservent un contenu fréquentiel relativement longue période et ne sont donc sensibles qu'à des structures au moins plurikilométriques. Pour qu'elle soit détectée, l'anisotropie crustale doit par conséquent se développer sur des volumes relativement importants. Dans le cas qui nous intéresse, à savoir une zone de décrochement lithosphérique, et si la déformation est distribuée sur l'épaisseur totale de croûte, une onde de cisaillement se propageant verticalement sera susceptible d'échantillonner un milieu anisotrope de plusieurs dizaines de kilomètres, ce qui est largement assez pour qu'elle y soit sensible et qu'elle

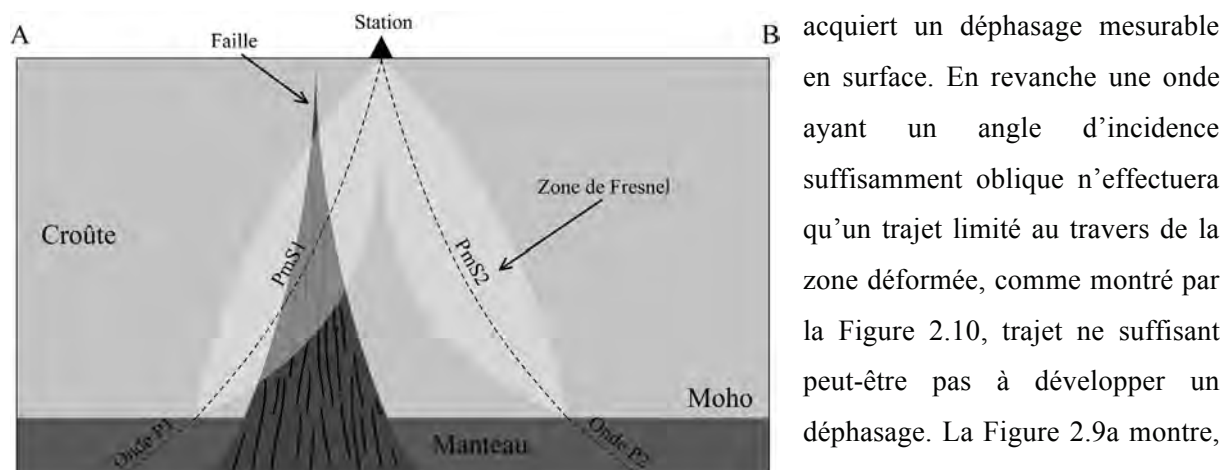


Figure 2.10: Schéma présentant une coupe transversale d'une faille décrochante d'échelle lithosphérique. Il montre l'importance de la prise en compte de la géométrie des rais sismique dans l'interprétation de l'anisotropie crustale. On remarque que l'onde PmS1 traverse obliquement la zone de faille alors que l'onde PmS2 ne l'échantillonne même pas. Les zones grisées autour des rais sont une représentation de l'aspect de la première zone de Fresnel associée à l'onde et propose donc une estimation du volume échantillonné par les ondes PmS.

suivi par les ondes *PmS* entre leur zone source (le *piercing point*) et le sismographe. On remarque que bien que la station BKS soit située à proximité immédiate la faille d'Hayward, la grande majorité des ondes converties sont créées à environ 20 kilomètres de part et d'autre de la faille.

Les ondes *PmS* ne se propagent donc pas verticalement, mais avec une obliquité relativement importante (de l'ordre de 40 à 45°). Cette obliquité tend par conséquent à limiter la longueur du trajet effectué par l'onde dans la zone déformée et diminue ainsi l'influence d'une zone de cisaillement vertical sur le développement d'un déphasage des ondes *PmS*. En outre, la grande diversité des domaines traversés par les ondes, dû au volume important échantillonné par les ondes *PmS* comme montré par les zones de Fresnel de ces ondes enregistrées à la station BKS (Figure 2.9b), va les conduire à échantillonner des milieux potentiellement très différents, elles seront donc très sensibles à des hétérogénéités locales, que ce soit en termes de composition ou de structure, ou à des variations latérales rapides des propriétés anisotropes du milieu. Dans de tels cas, les signaux associés aux ondes converties au Moho seront relativement bruités, notamment sur la composante transverse des sismogrammes, et il sera par conséquent difficile d'en tirer des informations exploitables dans l'optique d'étudier l'anisotropie crustale.

La faible résolution des ondes *PmS* nécessite, pour qu'un déphasage mesurable se développe, que l'anisotropie dans la croûte soit relativement distribuée, auquel cas le milieu serait perçu comme isotrope par ces ondes. Or la croûte, de par la rhéologie des roches qui la compose, est un domaine propice à une localisation très forte de la déformation, en particulier dans ses 15 kilomètres les plus

supérieurs où le régime de déformation est majoritairement la fracturation ; l'augmentation de la température avec la profondeur favorise ensuite le passage à un régime ductile qui va autoriser une plus grande localisation de la déformation. L'extension de la déformation associée aux failles en décrochement dans la croûte moyenne à inférieure reste toutefois relativement limitée ne dépassant guère la vingtaine de kilomètres, comme estimé par exemple de l'observation d'affleurements le long de la faille du Fleuve Rouge (Figure 2.11, [Leloup, et al., 1995]).

De même, Duclos et al. [2005] propose une largeur très réduite pour la zone de cisaillement associée à la Faille Alpine en Nouvelle Zélande dans la croûte, estimant que l'essentiel du déphasage observé dans cette région est issu du manteau supérieur. Si la largeur de la zone de cisaillement va principalement dépendre de la température locale et de la vitesse de déformation au niveau de la faille [Paterson, 2007], l'observation de zones de décrochement

fossiles présentant à la surface des faciès compatibles avec une localisation dans la croûte moyenne à inférieure tend généralement à confirmer la relative étroitesse des zones de cisaillement crustales.

Le grand décrochement fossile des 4°50' dans le massif du Hoggar en Algérie, par exemple, qui est un affleurement de roches déformées dans le faciès amphibolite et d'âge néoproterozoïque s'étendant sur des centaines de kilomètres [Caby, 2003], ne s'observe que sur 8 à 9 kilomètres de large seulement, ce qui reste relativement faible pour être échantillonné par des ondes de cisaillement d'une dizaine de kilomètres de longueur d'onde.

La faille d'Antanimora à Madagascar, également d'âge néoproterozoïque, présente quant à elle une largeur de 25 kilomètres [Martelat, et al., 1999], et peut donc vraisemblablement être échantillonnée par des ondes converties au Moho. L'ampleur de cette faille est principalement due à sa mise en place en contexte chaud. En outre, l'affleurement correspond à une partie plus profonde de la croûte, les roches affleurant étant de faciès granulite.

Si ces failles peuvent être vues comme des analogues de la faille de San Andreas en ce qui concerne leur dynamique, elles correspondent cependant à des contextes géodynamiques relativement différents de mise en place dans des contextes convergents et donc associés à de forts épaisissements crustaux. Ce genre de contexte va permettre aux zones de cisaillement de se développer de manière plus importante verticalement et par conséquent favoriser un étalement latéral de la déformation au fur et à mesure de l'augmentation de la température avec la profondeur. On peut donc imaginer que l'extension latérale de la zone de cisaillement crustale associée à la faille de San Andreas, où la croûte

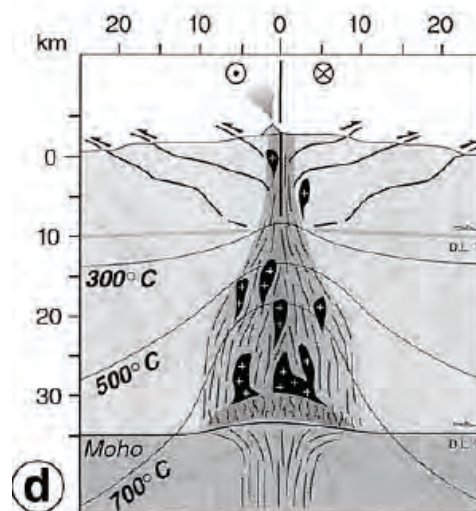


Figure 2.11: Coupe interprétative de la faille du Fleuve Rouge montrant l'extension latérale de la déformation décrochante en base de croûte [Leloup, et al., 1995]

ne fait que 25 kilomètres d'épaisseur, soit plus réduite que pour les cas décrits plus haut, ne dépassant guère quelques kilomètres de largeur rendant de fait la détection de l'anisotropie relativement ardue. Si les cas évoqués précédemment sont tous associés à une continuité de la déformation depuis la surface jusqu'en base du Moho certains modèles proposent cependant un partitionnement de la déformation dans la croûte. *Teyssier et Tikoff* [1998] estiment, par exemple, que la continuité de la déformation depuis la surface jusqu'au manteau supérieur au niveau de la Faille de San Andreas doit-être associée à une « zone d'attachement » [*Teyssier, et al.*, 2002] dans la croûte inférieure qui permet de transmettre la déformation du manteau à la croûte inférieure. Cette « zone d'attachement » est caractérisée par des foliations horizontales avec des linéations dont les directions varient. Si de telles structures s'observent sur le terrain, notamment à la limite entre la lithosphère Amérique du Sud et la lithosphère Caraïbes [*Teyssier, et al.*, 2002], on peut dès lors imaginer qu'elles limitent la création d'une anisotropie cohérente à grande échelle et qu'elles vont, par là même, limiter le signal associé au décrochement.

Même à considérer l'anisotropie crustale comme faible, ce qui n'est pas totalement démontré, l'utilisation conjointe des fonctions récepteur et d'une méthode d'analyse de la biréfringence des ondes de cisaillement ne semble pas être une approche permettant une étude systématique, facile et fiable de l'anisotropie crustale. Le signal ténu produit par la déconvolution couplé à la forte sensibilité de la mesure de l'anisotropie au bruit limite l'usage d'une telle approche à des contextes de croûte relativement simple. L'usage d'antennes sismologiques et/ou de stations à bas bruit permettrait peut-être d'augmenter suffisamment la qualité des fonctions de transfert pour espérer une meilleure contrainte sur l'anisotropie dans la croûte. Cependant de telles structures sont coûteuses et ne peuvent être généralisées à tous les sites instrumentés à l'heure actuelle. Il faut donc se contenter pour l'instant de mesures réalisées à partir d'ondes *S* locales qui nous donnent accès à la quantité d'anisotropie contenue dans la partie la plus sommitale de la croûte, dans le domaine cassant, anisotropie reliée majoritairement à l'orientation préférentielle des fractures. L'accès à la croûte inférieure pourrait cependant être facilité par des méthodes d'inversion conjointe d'ondes SKS et de fonctions récepteur [*Obrebski, et al.*, 2010], par des inversions de paramètres anisotropes tels que l'intensité de splitting [*Chevrot*, 2000; *Chevrot et Monteiller*, 2009; *Monteiller et Chevrot*, 2011] ou basées sur les ondes de surface [*Yuan et Romanovicz*, 2010] ou encore par la modélisation numérique et l'apport de sismogrammes synthétiques [*Savage, et al.*, 2004; *Hammond, et al.*, 2010]. Ces différentes approches, plus difficiles à mettre en œuvre, ne donneront probablement pas accès à des données brutes indiscutables et peuvent par conséquent être sujettes à caution. Bien que peu d'études s'y soient pour l'instant intéressées, l'utilisation du bruit sismologique, grâce à la quantité de données qu'il représente et à sa gamme de fréquence relativement adaptée à l'étude de la croûte, peut vraisemblablement apporter un éclairage sur l'anisotropie contenue dans la croûte continentale. Une étude récente s'est d'ailleurs attelée à cette tâche au niveau des Alpes occidentales [*Fry, et al.*, 2010] et a pu montrer une

structuration complexe de l'anisotropie dans la lithosphère de cette chaîne depuis la croûte jusqu'au manteau lithosphérique.

2.3 Partitionnement de la déformation sous la faille de San Andreas

Dans les chapitres précédents nous avons vu l'importance et la difficulté de s'intéresser à la localisation verticale de l'anisotropie quand il s'agit de la biréfringence des ondes de cisaillement. Si ce constat est valable dans tous les contextes géodynamiques, il est encore plus criant quand on s'intéresse aux zones de décrochement, qui peuvent avoir une ampleur lithosphérique. En effet, leur structure verticale majoritairement bidimensionnelle conduit la déformation à être accommodée sur toute l'épaisseur de la lithosphère et donc de concerner la croûte, le manteau lithosphérique et vraisemblablement le sommet de l'asthénosphère. Une discussion sur le partitionnement de la déformation en aplomb de la limite de plaque est par conséquent primordiale dans le cadre de ce travail de thèse.

2.3.1. Partitionnement vertical de la déformation

2.3.1.1 Partitionnement croûte / manteau lithosphérique

Du fait qu'elle se caractérise par des déphasages faibles et des directions de polarisation parallèles aux structures de surface, nous avons interprété la couche supérieure des modèles à deux couches comme étant associée à la déformation produite dans la lithosphère par la dynamique décrochante de la limite de plaque. L'épaisseur de la lithosphère étant relativement réduite dans cette région (inférieure à 70 kilomètres) [Melbourne et Helmberger, 2001; Li, 2007], les déphasages observés (entre 0,4 et 1,2 s) sont suffisamment faibles pour que l'anisotropie de la couche supérieure y soit entièrement contenue. Le problème, soulevé dans les parties précédentes, va être de séparer le signal associé à la croûte de celui associé au manteau.

En Californie centrale, et à l'exception de la Sierra Nevada, la croûte est légèrement amincie et présente une épaisseur moyenne d'environ 25 kilomètres [Mooney et Weaver, 1989; Yan et Clayton, 2007]. A partir de contraintes pétrophysiques [Barruol et Mainprice, 1993a] elle pourrait produire entre 0,2 et 0,4 s de déphasage dans sa partie ductile, déphasage auquel il faut rajouter l'effet de fractures remplies de fluides dans la partie cassante de la croûte qui, d'après Crampin [1984], peut encore ajouter 0,1 s de déphasage. En supposant que les axes de symétrie de l'anisotropie de la croûte inférieure et de la croûte supérieure soient parallèles, on peut donc espérer au maximum 0,5 s de déphasage associé à la croûte à proximité de la faille de San Andreas. Des mesures de l'anisotropie des ondes *S* locales à proximité de Parkfield en relation avec l'expérience SAFOD (San Andreas Fault Observatory at Depth) [Liu, et al., 1997; Liu, et al., 2008] ont permis de montrer que l'anisotropie associée aux cracks à proximité de la faille produisait des déphasages inférieurs à 0,1 s avec des directions de polarisation à peu près perpendiculaires à la trace de la faille, c'est à dire perpendiculaires à l'axe rapide d'anisotropie attendu pour la croûte inférieure. A l'image de ce qu'il se

passe en microscopie quand polariseur et analyseur sont orientés à 90° l'un de l'autre, les différentes anisotropies dans la croûte peuvent avoir un effet destructif l'une sur l'autre, conduisant les déphasages à se soustraire. Les déphasages maximaux attendus pour la croûte ne seraient alors plus de 0,2 à 0,4 s, mais plutôt de 0,1 à 0,3 s. Ces valeurs doivent cependant être vues comme des maxima car elles ne valent que dans le cas d'une déformation décrochante bien distribuée dans la croûte. Dans certaines hypothèses d'un partitionnement important de la déformation dans la croûte associé à des zones de décollement dans la croûte moyenne à inférieure permettant d'accommoder la composante compressive de la dynamique de la limite de plaques [Teyssier et Tikoff, 1998; Tikoff, et al., 2004; Titus, et al., 2007], les déphasages attendus dans la croûte seraient en effet bien inférieurs. Ainsi, la présence de zones de décollement dans la croûte impliquerait l'existence de foliations horizontales qui tendent à produire une quantité d'anisotropie apparente bien plus faible pour des ondes de cisaillement se propageant verticalement. De cette manière, et bien que l'anisotropie crustale n'ait jamais été clairement définie pour l'ensemble de la Californie, les quantifications indirectes de l'anisotropie, mais aussi les mesures d'anisotropie crustale que nous avons réussi à obtenir et qui présentent environ 0,5 et 0,05 s de déphasage, nous indiquent que la croûte seule ne peut expliquer les déphasages modélisés dans la couche supérieure; il faut donc considérer que la majeure partie du signal (0,4 à 0,6 s) réside dans le manteau lithosphérique.

En Californie centrale, le manteau lithosphérique est lui aussi aminci et s'étend sur environ 50 kilomètres d'épaisseur sous la limite de plaque. Les xénolites prélevés dans les affleurements volcaniques de Coyote Lake datés de 3 Ma et situés à 100 kilomètres au SE de San Francisco à l'intersection entre les failles de San Andreas et de Calaveras [Titus, et al., 2007] peuvent fournir des éléments de quantification de la localisation de l'anisotropie. A condition de considérer ces échantillons comme représentatifs du manteau lithosphérique sous la limite de plaque, le manteau lithosphérique sous la faille de San Andreas tel qu'échantillonné par ces xénolites est caractérisé par une anisotropie moyenne des ondes de cisaillement d'environ 6% qui produirait en surface environ 0.5 seconde de déphasage. Ceci est en bon accord avec les 0,4 à 0,6 s de déphasage à expliquer en plus de l'anisotropie crustale. A noter toutefois que ces 6% d'anisotropie sont une valeur maximale car Titus et al. [2007] ne tiennent pas compte de la présence d'orthopyroxène dans les échantillons pour le calcul des propriétés élastiques, or, les cristaux d'orthopyroxène tendent à faire décroître l'anisotropie moyenne de l'agrégat [par ex., Barruol, 1993]. En outre, comme les microstructures associées à une limite de plaque en décrochement sont caractérisées par une foliation verticale à linéation horizontale et si l'on considère le système de glissement (010) [100] comme système de glissement dominant dans ce contexte [Tommasi, et al., 1999], les OPR qui en découlent tendront à avoir des axes [001] de l'olivine orientés à la verticale dans le plan de foliation. L'axe [001] étant l'axe le plus anisotrope de l'olivine, et les ondes de cisaillement téléseismiques de type *XKS* se propageant avec des angles d'incidence proches de la verticale, on peut s'attendre à une augmentation sensible du pourcentage d'anisotropie subit par ces ondes. Ceci pourrait conduire à diminuer l'épaisseur de la zone anisotrope

nécessaire à produire 0,5 s de déphasage et permettre d'expliquer les 0,7 s de déphasage sans avoir à faire intervenir la croûte. Ainsi, et bien que relativement faibles, les déphasages associés aux couches supérieures des modèles à deux couches d'anisotropie peuvent être entièrement expliqués par la propagation sous la limite de plaques d'ondes de type *XKS* dans la seule lithosphère. En outre, même si elle est très déformée, la croûte ne peut compter au maximum que pour un tiers du déphasage total mesuré, le manteau lithosphérique produisant le reste [Barruol et Mainprice, 1993a].

Afin de rendre compte des mesures d'anisotropie et notamment des modélisations de 2 couches d'anisotropie sous la faille de San Andreas, il faut donc considérer que la déformation associée à la dynamique de la limite de plaque est distribuée sur l'ensemble de la lithosphère. Les débats portant sur l'extension verticale de la faille [par ex., Brocher, et al., 1994; Parsons et Hart, 1999], et notamment sur son cantonnement à la croûte, n'ont de notre point de vue, plus lieu d'être, en Californie centrale en tout cas. Si la partie cassante, donc sismogène, de la faille est évidemment limitée aux 10 à 15 premiers kilomètres de la croûte, il semble évident que la faille se prolonge jusqu'au manteau lithosphérique sous la forme d'une zone de cisaillement ductile qui s'étend latéralement sur plusieurs dizaines de kilomètres de large. En utilisant des ondes *Pn* qui se propagent dans la partie la plus sommitale du manteau juste sous le Moho, Hearn [1996] et Buehler et Shearer [2010] ont pu mesurer des directions anisotropes rapides parallèles à la trace des failles en surface, directions s'étendant plus à l'Est même que les mesures d'anisotropie réalisée avec les *SKS* apportant ainsi des indices d'un enracinement profond de la déformation associée à la limite de plaque. Dans le même sens, Lin et al. [2009,2011] (cf. Figure 2.12), en utilisant des ondes de surface de plus grande longueur d'onde, montrent également des directions de polarisation parallèles à la limite de plaque dans le manteau lithosphérique mais s'étalant encore une fois bien plus à

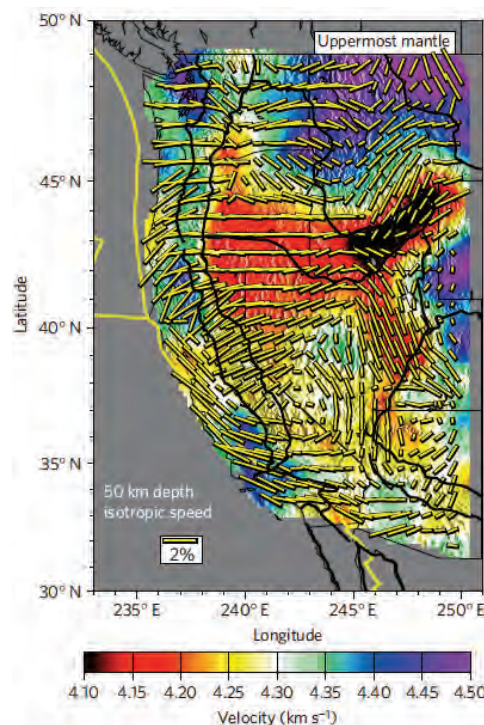


Figure 2.12: Anisotropie azimutale dans le manteau supérieur et modèle de vitesse des ondes de cisaillement isotropes à 50 kilomètres de profondeur [Lin, et al., 2011].

l'Est que les mesures d'anisotropie réalisée avec des ondes de cisaillement téléseismiques car s'observant jusqu'aux abords de la Sierra Nevada. La résolution latérale des ondes de surface étant nettement moindre que celles des ondes de types *XKS* il faut toutefois nuancer l'étendue latérale de la zone de déformation proposée par ces méthodes et la considérer comme une extension maximale.

Les mesures d'anisotropie réalisées en Californie centrale (Figure 2.13) semblent toutefois ne pas être totalement représentatives de l'ensemble de la limite de plaque Pacifique Nord Amérique. En Californie méridionale, en effet, aucun signe d'anisotropie à plusieurs couches n'a été clairement

identifié et ce, malgré plusieurs études et un nombre croissant de données [Liu, *et al.*, 1995; Ozalaybey *et Savage*, 1995; Polet *et Kanamori*, 2002]. L'anisotropie sous la Californie du Sud est caractérisée par des directions de polarisation majoritairement E/W avec des déphasages de l'ordre de 1 à 1,5 s, ce qui est conforme à l'anisotropie décrite plus au Nord au niveau de la Great Valley et sous la Sierra Nevada. Ceci peut être expliqué par le fait que la déformation dans cette partie de la Californie est

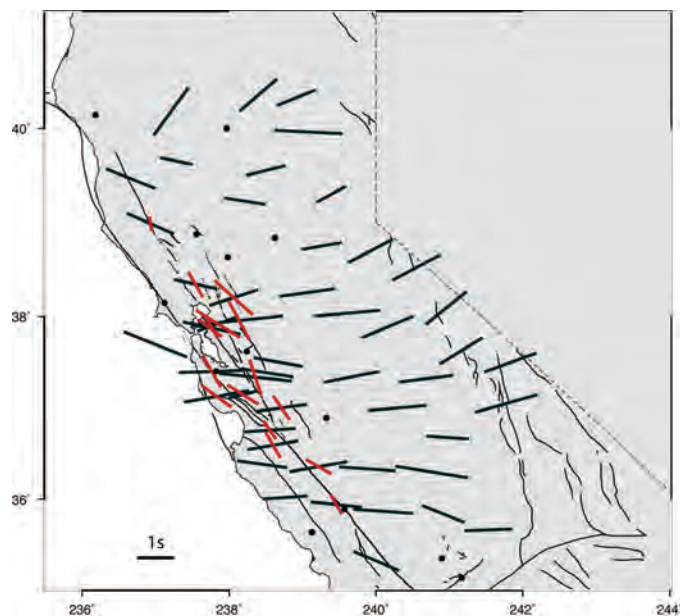


Figure 2.13: Mesures d'anisotropie moyennées en Californie centrale à partir des SKS [Bonnin, *et al.*, 2010]. En vert anisotropie asthénosphérique, en rouge, anisotropie lithosphérique.

bien plus distribuée latéralement que dans son pendant Nord ; au Sud de la faille de Garlock et dans toute la zone du « Big Bend », la faille de San Andreas n'est qu'une faille parmi les autres, de ce fait la quantité de déformation accumulée par chaque faille est sans doute plus faible qu'en Californie centrale et ne peut vraisemblablement pas être suffisamment échantillonnée par des ondes téléseismiques. Monteiller *et Chevrot* [2011] montrent d'ailleurs, dans leur tomographie anisotrope, des directions de polarisation chaotiques dans le manteau lithosphérique sous cette zone, qu'ils expliquent par une structure lithosphérique complexe

constituée de plusieurs micro blocs et par des remontées asthénosphériques associées au Salton Trough [Lachenbruch, *et al.*, 1985; Humphreys *et Hager*, 1990] (cf. Figure 1 de l'article Bonnin *et al.* [2010] pour la localisation des noms).

2.3.1.2 Découplage lithosphère / asthénosphère

Nous avons vu plus haut que l'anisotropie sous la limite de plaque est composée de deux couches. La couche supérieure est directement associée à la dynamique de la faille et se localise principalement dans la lithosphère, la couche inférieure, en revanche, présente des directions de polarisation globalement E/O et des valeurs de δt autour de 1,5 s, caractéristiques qui sont communes à l'anisotropie décrite pour les stations situées loin de la limite de plaque. Ceci nous a amené à considérer la couche inférieure des modèles à deux couches d'anisotropie comme étant la prolongation sous la limite de plaque de l'anisotropie observée plus à l'Est. En outre, le fait d'avoir réquisitionné l'ensemble de la lithosphère pour expliquer les déphasages des couches supérieures des modèles anisotropes à deux couches nous contraint à situer ce domaine anisotrope dans l'asthénosphère, ce qui est en bon accord avec l'homogénéité des paramètres anisotropes sous la Californie centrale et Sud. En effet, cette région étant caractérisée par d'importantes variations d'épaisseur de la lithosphère

[Melbourne et Helmberger, 2001] et étant majoritairement constituée de fragments lithosphériques de natures différentes à la suite de processus d'accrétion durant la phase de subduction de la plaque

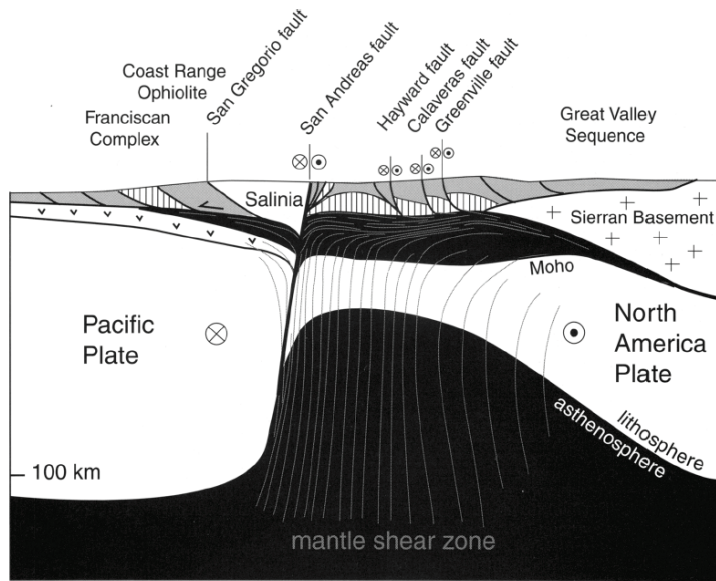


Figure 2.14: Coupe schématique proposant un modèle de déformation à l'échelle de la lithosphère pour la limite de plaque Pacifique/Amérique du Nord aux environs de San Francisco [Teyssier et Tikoff, 1998]. Ce modèle n'est pas vraiment en accord avec nos observations.

Farallon [Humphreys, 2007; Li, 2007] une participation substantielle de la lithosphère à l'anisotropie observée se manifesterait sans doute par d'importantes variations des paramètres anisotropes. L'existence de deux couches anisotropes localisées l'une dans la lithosphère et l'autre dans l'asthénosphère est en relatif désaccord avec certains modèles de déformation sous la faille de San Andreas. Le modèle présenté sur la Figure 2.14, par exemple [Teyssier et Tikoff, 1998], propose que la déformation décrochante affecte le manteau lithosphérique et se propage dans l'asthénosphère jusqu'à des profondeurs d'environ 100 kilomètres. Une telle extension en profondeur de la déformation induirait la production de délais anisotropes bien supérieurs à ceux modélisés dans les couches supérieures d'anisotropie et qui seraient plutôt aux alentours de 1 à 1,5 s, ce qui n'est pas observé. Ce modèle implique, en outre, l'existence dans l'asthénosphère sous la limite de plaques de deux composantes de déformation différentes, avec un domaine à foliation verticale et linéations horizontales parallèles à la traces de la faille dans la partie la plus superficielle de l'asthénosphère, et une zone à foliation vraisemblablement horizontale et linéation globalement E/W à des profondeurs plus importantes. Si la possibilité d'une transition graduelle entre ces deux domaines n'est pas à exclure, la modélisation de deux couches

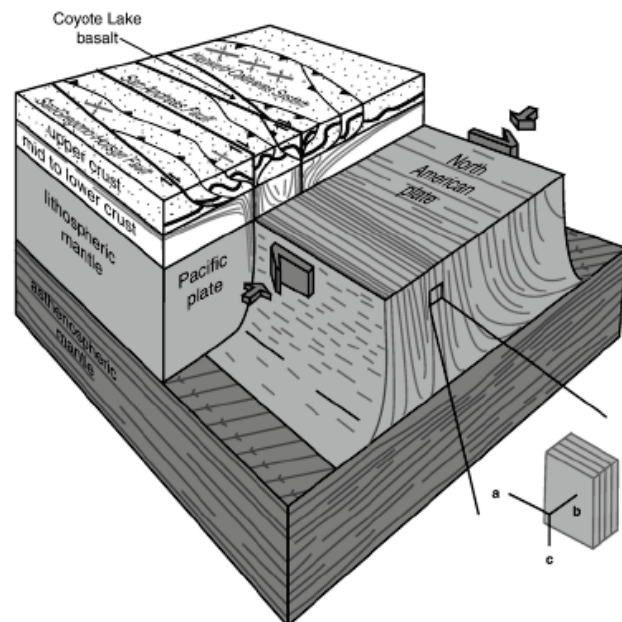


Figure 2.15: Bloc diagramme proposant un modèle pour la déformation à l'échelle de la lithosphère sous la faille de San Andreas en Californie Centrale [Titus, et al., 2007].

anisotropes milite plutôt pour une frontière bien tranchée nous conduisant à invoquer la présence d'une zone de découplage au sein de l'asthénosphère ce qui, compte tenu de ses propriétés rhéologiques, est relativement improbable.

Le modèle proposé par *Titus et al.* [2007] (Figure 2.15) est en meilleur accord avec nos observations. Il sépare clairement une zone présentant des foliations verticales, et située dans la lithosphère, d'une autre présentant des foliations horizontales et localisée dans le manteau asthénosphérique. Ce modèle pose alors le problème de la présence, sous la limite de plaque au moins, d'une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère. Cette hypothèse est difficile à tester et on ne peut pas tout à fait exclure l'existence d'un couplage partiel avec une transition lisse entre les deux couches anisotropes. Toutefois, la possibilité d'observer une limite lithosphère/asthénosphère sous la Californie en utilisant les ondes *S* converties en ondes *P* [Li, 2007] tend, cependant, à conforter cette thèse. Les conversions d'ondes ne se produisent qu'au niveau de contrastes d'impédance importants, c'est à dire lors de changements de compositions chimiques, de changements de phases, en présence de fluides, ou encore lors de changements dans la symétrie de l'anisotropie et trahissent donc la présence sous la Californie d'une interface entre la lithosphère et l'asthénosphère. La nature sismologique de la limite lithosphère/asthénosphère n'étant toutefois pas clairement définie, relier sa détection à la présence d'une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère reste largement spéculatif. Un effort accru doit donc être mené afin de tester l'hypothèse d'une zone de découplage à la limite lithosphère/asthénosphère car son existence va avoir des conséquences importantes en termes de géodynamique, en particulier sur le cantonnement de la déformation associée à la faille et sur les interprétations concernant l'anisotropie régionale sous la Californie.

2.3.2. Partitionnement latéral de la déformation : largeur de la limite de plaque

En Californie centrale la limite de plaque possède une géométrie relativement simple, le mouvement relatif entre les deux plaques étant principalement accommodé seulement le long de la faille de San Andreas. En revanche, en s'approchant de la Baie de San Francisco, on peut remarquer un partitionnement plus important de la limite de plaque qui se divise en trois failles principales (cf. Figure 2.16), la faille de San Andreas, la faille d'Hayward et la faille de Calaveras, partitionnement qui s'étale latéralement sur une centaine de kilomètres environ [Thatcher et England, 1998]. On peut alors se demander si cette dichotomie entre le Nord et le Sud de la Californie centrale observée en surface et qui se manifeste par une augmentation du partitionnement de la déformation au niveau de la baie de San Francisco [Wallace, 1990; Thatcher et England, 1998] existe également plus profondément, notamment dans le manteau lithosphérique. De manière intéressante, les mesures d'anisotropie réalisées dans la première moitié des années 90 [Ozalaybey et Savage, 1995] montrent un étalement plus important de la zone à deux couches d'anisotropie à proximité de San Francisco, où des modèles à deux couches ont pu être déterminés jusqu'à environ 100 kilomètres de la faille de San Andreas. Ceci a permis d'affirmer que la déformation du manteau supérieur associée à la dynamique

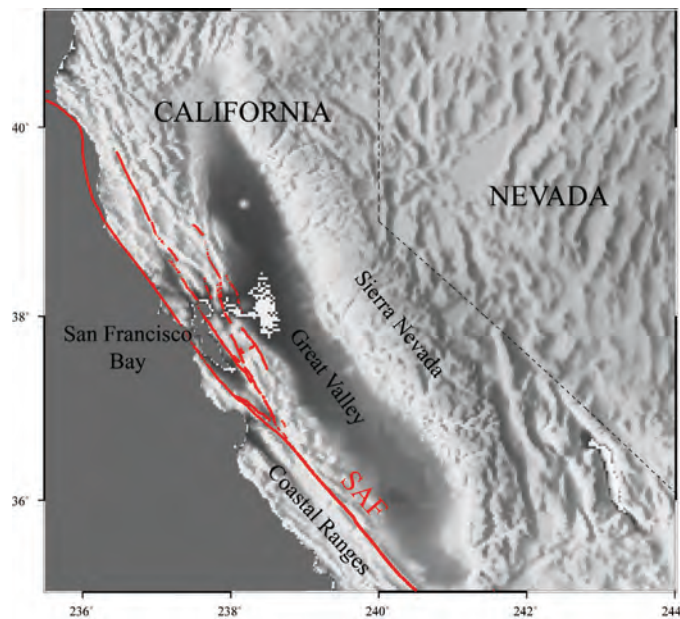


Figure 2.16: Carte présentant la Californie centrale et septentrionale avec en rouge le tracé de la Faille de San Andreas. SAF: San Andreas Fault.

décrochante de la limite de plaque doit être prolongée dans cette région jusqu'à des distances importantes de la faille de San Andreas. On pourrait alors imaginer la région de San Francisco surplombant une zone de cisaillement dans le manteau d'environ 100 kilomètres de large (voir Figure 2.14 et Figure 2.15, [Teyssier et Tikoff, 1998; Titus, et al., 2007]). Les mesures d'anisotropie que nous avons réalisées en Californie centrale [Bonnin, et al., 2010], en profitant de l'augmentation de la couverture sismologique et de l'accroissement de données disponibles, nous a permis de confirmer ces

observations, la grande majorité des mesures de déphasage des ondes *SKS* réalisées dans la région de San Francisco pouvant être expliquées par des modèles à deux couches d'anisotropie, alors que plus au Sud, seules les stations situées à proximité immédiate de la faille de San Andreas présentent un signal susceptible d'être interprété en termes de plusieurs couches d'anisotropie [cf. Figure 5 dans Bonnin, et al., 2010]. Cette différence entre la partie Nord et Sud de la Californie centrale n'est pas bien comprise mais pourrait être expliquée par la présence sous la baie de San Francisco d'une anomalie positive de température qui permettrait à la déformation d'être plus distribuée dans le manteau et qui, par le jeu de zones de décollements dans la croûte inférieure, induirait un partitionnement latéral important dans la croûte supérieure [Tikoff, et al., 2004].

La modélisation de deux couches d'anisotropie sous la limite de plaque en Californie centrale permet d'affirmer que la déformation s'y développe au moins jusqu'à la base du manteau lithosphérique. Cependant, les paramètres anisotropes de ces couches, généralement représentés au niveau de la station où sont faites les mesures, ne permettent pas d'apprécier l'extension latérale de la déformation associée à la dynamique de la faille de manière qualitative. Ainsi, et afin de mieux contraindre cette extension latérale, nous avons décidé de nous intéresser non plus à l'anisotropie moyenne mesurée au niveau des stations sismologiques mais plutôt aux mesures individuelles que nous avons projetées à 70 kilomètres de profondeur le long du raï, c'est à dire à l'endroit où l'onde pénètre dans la lithosphère [Melbourne et Helmberger, 2001; Li, 2007]. En mesurant la distance séparant la projection en surface de ces points de la trace en surface de la faille de San Andreas puis de la trace en surface de la faille la plus proche du point, on peut, en représentant les valeurs de ϕ et δt en fonction de ces distances estimer une valeur minimale de l'extension latérale de la faille à 70 kilomètres de profondeur. La Figure 2.17 [Bonnin, et al., 2010] permet de voir qu'il y a peu de dépendance des valeurs de

déphasage à la distance aux failles, on y observe clairement une forte variation des directions de polarisation des ondes rapides (cf. Figure 2.17b et Figure 2.17c). Le graphique présentant les valeurs de ϕ en fonction de la distance à la faille de San Andreas seule (Figure 2.17b) montre que ce paramètre change brusquement à partir d'une centaine de kilomètres à l'Est de la faille et que cette variation est majoritairement caractérisée par une dispersion plus importante des directions de polarisation à l'approche de la limite de plaque. Cette dispersion, qui fait passer les valeurs moyennes de ϕ d'environ 90° à plus de 100 kilomètres à l'Est de la faille à environ 120° quand on s'en rapproche, s'explique aisément par la dépendance backazimutale des paramètres anisotropes dans cette zone et marque la limite du domaine à deux couches d'anisotropie. Cette figure permet de voir que l'influence de la limite de plaque, en terme de déformation, s'exprime sur l'ensemble des mesures d'anisotropie réalisées en Californie centrale jusqu'à au moins 100 kilomètres de la faille de San Andreas. Cette valeur est cependant biaisée par l'étalement important de la déformation dans la région de San Francisco, qui atteint 100 kilomètres en surface, et marque ainsi plus la limite orientale de la zone à deux couches d'anisotropie que l'extension latérale de la déformation associée à la dynamique des failles. Afin de séparer ces signaux, nous avons décidé de calculer la distance des points non plus en fonction de la faille de San Andreas mais en fonction des failles majeures du système (San Andreas, Hayward et Calaveras, Figure 2.17c). En procédant ainsi, on remarque que la zone à forte dispersion des valeurs de ϕ se trouve réduite à une largeur de 40 kilomètres environ (Figure 2.17c). Nous avons interprété ce resserrement de la zone à deux couches d'anisotropie par une participation des failles d'Hayward et de Calaveras à la déformation, ce qui conduit à faire de ces objets des failles d'échelle lithosphérique. Il faut cependant noter que cette représentation des mesures d'anisotropie se fait dans l'approximation de la théorie des rais, et que la prise en compte du contenu fréquentiel réel des ondes sismologiques conduit à considérer le milieu traversé par l'onde comme un volume caractérisé par la première zone de Fresnel de l'onde. De ce fait, la largeur de la zone déformée estimée plus haut est une largeur minimale qui peut être bien supérieure,

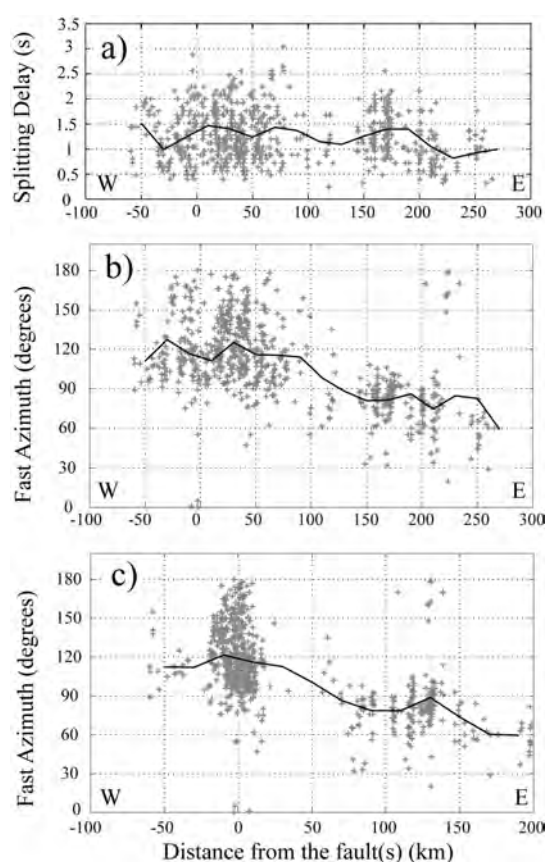


Figure 2.17: Paramètres anisotropes en fonction de la distance entre la projection des piercing points à 70 kilomètres de profondeur et les failles. Les croix grises représentent les mesures individuelles, le trait continu noir la valeur moyenne des mesures. a) Déphasages en fonction de la distance à la faille de San Andreas. b) Directions de polarisation des ondes rapides en fonction de la distance à la faille de San Andreas. c) Directions de ϕ en fonction de la distance à la faille la plus proche. Modifié de Bonnin et al. [2010].

particulièrement quand on sait que la largeur de la zone de Fresnel pour une onde SKS à 70 kilomètres de profondeur est de l'ordre d'une centaine de kilomètres. Notre interprétation de la répartition latérale de la déformation dans le manteau lithosphérique sous la limite de plaque Nord Amérique/Pacifique tranche sensiblement avec les modèles proposés par *Teyssier et Tikoff* [1998] et *Titus et al.* [2007]. Ils proposent en effet une déformation entièrement distribuée dans la lithosphère sur plus de 100 kilomètres de large alors que nous la limitons au voisinage immédiat de chaque faille. Si leurs interprétations semblent mieux rendre compte du partitionnement de la déformation dans la croûte, elles sont basées sur des mesures d'anisotropie sismique plus fragmentaires et ne permettent pas d'expliquer les variations des directions de polarisation en fonction de la distance aux failles majeures dans la région. Il est cependant nécessaire de préciser que les distances mesurées entre les projections en surface des *piercing points* et la trace des failles, sont fortement dépendantes de la géométrie du réseau sismologique. Les stations utilisées pour notre étude sont en effet toutes situées à proximité des trois failles majeures de la région de San Francisco et on peut légitimement se demander si une répartition plus homogène du réseau sismologique, qui permettrait de combler les espaces entre les différentes failles, ne produirait pas un résultat plus proche des modèles évoqués plus haut.

2.4 Conclusion

Notre étude de l'anisotropie sous la faille de San Andreas nous a permis, grâce à la densité, à la durée et à la qualité d'enregistrement des réseaux sismologiques californiens, d'aborder les problèmes de localisation latérale et verticale de l'anisotropie sous une grande faille décrochante. L'anisotropie sismique sous la faille de San Andreas est caractérisée par une importante dispersion des paramètres anisotropes apparents qui est interprétée comme étant la conséquence de la présence en profondeur de 2 couches d'anisotropie. La recherche des 4 paramètres anisotropes permettant de rendre compte au mieux de la dispersion des paramètres apparents en fonction du backazimut nous a permis de définir, dans le voisinage immédiat de la limite de plaques, une couche anisotrope superficielle caractérisée par des directions de polarisation parallèles à la trace de la faille en surface et présentant des délais compatibles avec une localisation dans la lithosphère et une couche plus profonde avec des directions de polarisation majoritairement E/W associées à des déphasages temporels de l'ordre de 1,5 s. Ces observations vont dans le sens d'un partitionnement vertical de la déformation entre la lithosphère, qui concentre la déformation relative à la limite de plaque, et l'asthénosphère qui porte une signature anisotrope plutôt reliée au mouvement absolu des plaques ou à des écoulements mantelliques relatifs à la convection globale.

Si les limites de plaques en décrochement ont une dynamique et une géométrie plus simple que les zones d'accrétion ou de convergence, elles sont encore trop souvent perçues dans les études d'anisotropie sismiques comme des objets stationnaires. Les plaques qu'elles délimitent se déplacent néanmoins au fil du temps, comme l'attestent les différents modèles de vitesses absolues disponibles [par ex., *DeMets, et al.*, 1994; *Gripp et Gordon*, 2002; *Kreemer, et al.*, 2003]. La coexistence de

mouvements dans le plan vertical à l'interface entre les deux plaques et de mouvements dans le plan horizontal en base de lithosphère conduisent à s'interroger sur la répartition de la déformation sous la zone de limite de plaque. La caractérisation d'une distribution verticale de la déformation aussi complexe que celle associée à une limite de plaque en décrochement se déplaçant au fil du temps est pour l'heure difficilement appréhendable avec les méthodes géophysiques actuelles. Ce problème existe par exemple aussi avec l'autre grande approche géophysique de mesure de la déformation qu'est le GPS, pour lequel la description de la déformation profonde [par ex., Chéry, *et al.*, 2001; Chéry, 2008] est limitée par le fait que les données disponibles ne sont que des champs de vitesses surfaciques. Si les données *SKS* présentent l'avantage d'échantillonner un volume et par conséquent de détenir intrinsèquement une information relative à la déformation profonde, leur faible résolution verticale ne permet pas de confirmer la nature lithosphérique ou asthénosphérique des déformations observées ni l'origine de la déformation régionale et de la rotation de ses directions anisotropes. Ainsi, pour le GPS comme pour le déphasage des ondes *SKS*, une meilleure compréhension de ces processus profonds doit nécessairement passer par une approche indirecte telle que la modélisation. C'est pourquoi nous essayerons, dans la section suivante, de modéliser numériquement l'interaction entre une déformation décrochante en surface au niveau d'une limite de plaque, et un cisaillement horizontal en base de lithosphère.

Chapitre 3 - Modélisation numérique du développement de l'anisotropie sous une limite de plaque décrochante

Le chapitre précédent a révélé toutes les ambiguïtés posées par la mesure de la biréfringence des ondes de cisaillement. Si nous avons vu que la résolution latérale offerte par cette méthode permet d'étudier les variations des propriétés anisotropes perpendiculairement à une limite de plaque décrochante, elle est en revanche limitée en ce qui concerne la répartition verticale de la déformation. L'origine de la couche anisotrope observée en Californie centrale reste également en suspens. Nous avons proposé dans le chapitre précédent qu'elle soit due au cisaillement induit par le déplacement de la lithosphère Nord Américaine sur une asthénosphère passive et que la rotation progressive observée des directions de polarisation, depuis des directions NE/SW sous les Sierras jusqu'à des directions NW/SE sous l'Océan Pacifique en passant par des directions E/W dans le voisinage immédiat de la limite de plaque, soit une conséquence de la migration vers l'Ouest de la limite de plaque. Le déplacement du système de failles de San Andreas pourrait entraîner une réorientation des fabriques cristallographiques présentes sous la plaque Pacifique vers des directions parallèles au mouvement de la plaque Nord Amérique au fur et à mesure que cette dernière se déplace vers l'Ouest.

Ce chapitre a pour objet de modéliser numériquement le développement de la déformation sous une limite de plaque décrochante en migration. Cette approche a pour but de mieux comprendre la propagation de la déformation en profondeur sous une limite de plaque en décrochement, les possibles interactions entre un cisaillement vertical (faille décrochante) et un cisaillement horizontal (entraînement de l'asthénosphère par la lithosphère) et d'étudier l'hypothèse d'une réorientation des fabriques cristallographiques durant la migration d'une limite de plaque en décrochement. Pour mener à bien ce travail nous avons décidé d'adapter à notre zone d'étude une approche proposée par *Savage et al.* [2007] pour l'étude de la déformation dans le manteau supérieur sous la faille Alpine en Nouvelle-Zélande. Cette approche est séquentielle et nécessite l'utilisation de plusieurs codes informatiques. Il faut tout d'abord mettre en œuvre une modélisation thermo mécanique du processus étudié. Nous avons choisi pour cette étape d'utiliser le code d'élément fini ADELI (Allons DEformer la Lithosphère) [Chéry, et al., 2001] programmé en FORTRAN 77 car il présente l'intérêt d'être en distribution libre, d'avoir été développé au sein de Géosciences Montpellier et d'être, comme son nom l'indique, spécialement dédié à l'étude de matériaux géologiques. Durant cette étape nous modélisons le champ de déformation produit par la translation vers l'Ouest d'une limite de plaque décrochante

dextre. A partir des vitesses de déformation obtenues dans ADELI extrapolées sur 5 ou 10 Ma nous modélisons ensuite le développement et l'évolution de fabriques cristallographiques dans des agrégats de péridotites (60% olivine, 40% pyroxène) en utilisant une approche viscoplastique auto cohérente (VPSC) [Lebensohn et Tomé, 1993]. Enfin, nous utilisons les tenseurs élastiques dérivés des fabriques cristallographiques pour réaliser des sismogrammes synthétiques dont nous analysons la biréfringence en vue d'une comparaison avec les données obtenues en Californie.

3.1 Publication en préparation:

Numerical modeling of the upper mantle anisotropy beneath a migrating strike-slip plate boundary: the San Andreas Fault system case

*Mickaël Bonnin^{*1}, Andréa Tommasi¹, Riad Hassani², Sébastien Chevrot³, James Wookey⁴, and Guilhem Barruol⁵*

¹ Géosciences Montpellier

² Géoazur

³ Observatoire Midi Pyrénées

⁴ School of Earth Sciences, University of Bristol

⁵ Géosciences Réunion

* Corresponding author : bonnin@gm.univ-montp2.fr

To be submitted to GJI

Abstract

We perform forward modeling of seismic anisotropy beneath a migrating strike-slip plate boundary to: (1) test if such a geodynamic context might explain teleseismic shear wave splitting data in the vicinity of the central part of the San Andreas fault, and (2) constrain the power of such data to unravel vertical and lateral variations in deformation patterns in the upper mantle. The modeling involves five steps: (1) thermo-mechanical modeling, using a finite-element code, of the deformation field, (2) viscoplastic self-consistent modeling of the resulting olivine and pyroxene crystal preferred orientations and (3) calculation of the elastic tensors for different domains of the finite elements (FE) model, (4) forward modeling of seismic wave propagation through the model using ray theory, finite frequency theory and a full frame approach, and (5) performing splitting measurements on the synthetic seismograms.

Seismic anisotropy derived from forward modeling presents important discrepancies with the measurements performed in California indicating that horizontal shearing of a passive asthenosphere by the displacement of the North America lithosphere cannot explain the shear-wave splitting pattern observed in this region. We also estimate from this modeling that the homogeneity of the 2-layer models performed in California indicate the presence of a sharp transition between lithosphere and asthenosphere beneath this plate boundary.

Interestingly, we note important differences in the ability of the synthetic approaches to localize precisely the fault zone and its extent compared to the real *SKS* data. The discrepancy is particularly strong using finite frequency synthetic *SKS* waves that lead to too smooth lateral variations of the anisotropic properties across the model to be observed in real data. If we cannot discriminate from this study between effects of the thermomechanical model used to generate strike-slip deformation, problems in the synthetic data or from the analysis methods, more work should therefore be done in the future to unravel these discrepancies.

3.1.1. Introduction

Plate boundaries are the main regions of interaction between the Earth's lithospheric envelopes, localizing most of the deformation at the surface. They are therefore key zones for understanding the dynamics of the deep Earth and for unraveling the depth extent of plate tectonics processes. Due to their relatively simple geometry: they probably crosscut the entire lithosphere preserving similar kinematics at all depths, strike-slip plate boundaries are ideal locations for characterizing the changes in the lateral distribution of the deformation with depth. However, although the deformation at various crustal levels may be accessed by direct surface observations, this is not the case for the underlying mantle that, as the highest strength layer in the system, bears crucial information concerning plate deformation.

Upper mantle deformation can be resolved through indirect observations, like seismology, and more particularly by using the splitting of vertically propagating shear waves (such as core phases like *SKS*).

This technique provides important clues on the dynamics of the upper mantle (Silver, 1996, Savage, 1999) with a sharp lateral resolution of order tens of kilometers. However, because of their almost vertical propagation, core shear waves have a limited resolution on the distribution of the mantle deformation at depth beneath strike-slip plate boundaries. Despite the combination of a large number of field studies, of geophysical data, and of numerical and experimental modeling in these zones, many questions remain open: do strike-slip plate boundaries affect the whole lithosphere? Do they reach and penetrate the asthenosphere? Are the lithosphere and asthenosphere mechanically decoupled? How strongly localized is strain at different depth levels beneath such plate boundaries?

Moreover, in an absolute plate motion reference frame, like the *HS3-NUVEL 1A* model (Gripp & Gordon, 2002), plate boundaries may move relative to the deeper mantle through geological times. Horizontal displacement of the plates (and plate boundaries) relative to the deep mantle are expected to induce shearing in the less-viscous asthenosphere, as classically proposed for explaining anisotropy beneath oceans (e.g., Hess, 1964, Tommasi, 1998, Wolfe & Solomon, 1998, Harmon *et al.*, 2004, Fontaine *et al.*, 2007) and this deformation may potentially interact with the overlying deformation produced by the strike-slip motion at the plate boundary. Interactions between these two deformation processes may result in complex anisotropic patterns beneath plate boundaries, such as several anisotropic layers or smoothly vertically or laterally varying anisotropies that are difficult to detect using teleseismic waves. Despite this hypothetical incidence on the anisotropy pattern, the migration of strike slip plate boundaries is still largely ignored in *SKS* splitting interpretations.

To address these questions and to provide better interpretations of *SKS* splitting observations, we focus on the San Andreas Fault system and, more particularly, on its central part, which has been extensively studied during the last two decades (Ozalaybey & Savage, 1994, Silver & Savage, 1994, Ozalaybey & Savage, 1995, Hartog & Schwartz, 2000, Hartog & Schwartz, 2001, Polet & Kanamori, 2002, Bonnin *et al.*, 2010). This segment of the San Andreas plate boundary is characterized by anisotropy patterns often interpreted with a model involving the presence of two distinct anisotropic layers (Ozalaybey & Savage, 1995, Hartog & Schwartz, 2001, Bonnin *et al.*, 2010). The upper layer - likely located in the lithosphere and spatially related to the transform plate boundary - is characterized by polarization of the fast shear wave parallel to strike of the San Andreas Fault. The lower layer, interpreted as asthenospheric, is characterized by E-W polarization of the fast shear wave, a pattern ubiquitously observed through most part of California (e.g., Liu *et al.*, 1995, Monteiller & Chevrot, 2011). Many interpretations were proposed to explain this E-W fast polarization direction. Ozalaybey & Savage (1995) proposed that it is related to mantle flow filling the slab window caused by the northward migration of the Mendocino Triple Junction (Atwater, 1970, Dickinson & Snyder, 1979); Hartog & Schwartz (2000) invoked frozen-in fabrics associated to old Gorda plate subduction processes; Polet & Kanamori (2002) proposed a mix of old subduction processes and recent tectonic activities, and Silver & Holt (2002) invoked a combination of large-scale eastward mantle flow in the asthenosphere in

relation with the Farallon slab sinking and westward displacement of the North American lithosphere. As fast shear wave polarization directions observed beneath the Pacific Ocean and the Sierra Nevada are subparallel to the Absolute Plate Motion (APM) obtained from *HS3-NUVEL 1A* model (Gripp & Gordon, 2002) for the Pacific and North American plate, respectively, Bonnin *et al.* (2010) proposed that the anisotropy in this layer is related to simple shear in the asthenosphere by the motion of the lithospheric plates relative to a “passive” deep mantle. They also suggested the smooth rotation of the directions of polarization observed in the Great Valley area to be caused by the reorientation of the crystallographic fabrics in the asthenosphere as a response to the progressive westward displacement of the North America plate above the old Pacific asthenosphere that bears different crystallographic orientations.

To study the deformation and anisotropy beneath a migrating strike-slip plate boundary like the San Andreas fault system, we choose a 3D numerical modeling approach similar to the one developed by Savage *et al.* (2007). This approach may be summarized in five steps. i) We model the deformation of a lithospheric strike-slip plate boundary moving above a passive asthenosphere with a 3D Finite Element (FE) thermomechanical code to obtain the velocity field and associated strain rates. ii) Based on the modeled velocity gradient fields, we calculate the development of crystallographic fabrics of olivine and enstatite and iii) the corresponding elastic properties of peridotite aggregates for each element of the model by using a viscoplastic self-consistent approach. iv) We then compute synthetic *SKS* waves that propagate in the anisotropic medium defined by these complex 3D structures. v) Finally, we analyze the synthetic seismograms of *SKS* waves to determine the anisotropy parameters ϕ and δt that can be directly compared to measurements obtained from real seismological records in central California.

3.1.2. Methods

3.1.2.1 Thermo mechanical modeling

To model the thermo-mechanical behavior of a strike-slip plate boundary moving over a “passive” deep mantle we use *ADELI 3D* (Hassani *et al.*, 1997, Chéry *et al.*, 2001, Chéry *et al.*, 2004) a finite element code for modeling of the deformation of the lithosphere. *ADELI 3D* solves for the quasi-static mechanical behavior of the lithosphere using an explicit scheme based on the Dynamic Relaxation Method (Cundall & Board, 1988). In this study we will mainly focus on the development of deformation in the mantle, but a crustal layer was added on the top of the model to introduce a zone of weakness that will localize the strain beneath the plate boundary without defining, *a priori*, any discontinuity in the lithospheric or asthenospheric mantle. The deformation is thus allowed to develop freely in the mantle.

The geometry of the model is shown in Figure 1. The model is 210 km large in the direction normal to the plate boundary, 30 km wide in the direction parallel to the plate boundary, and 550 km thick. It is

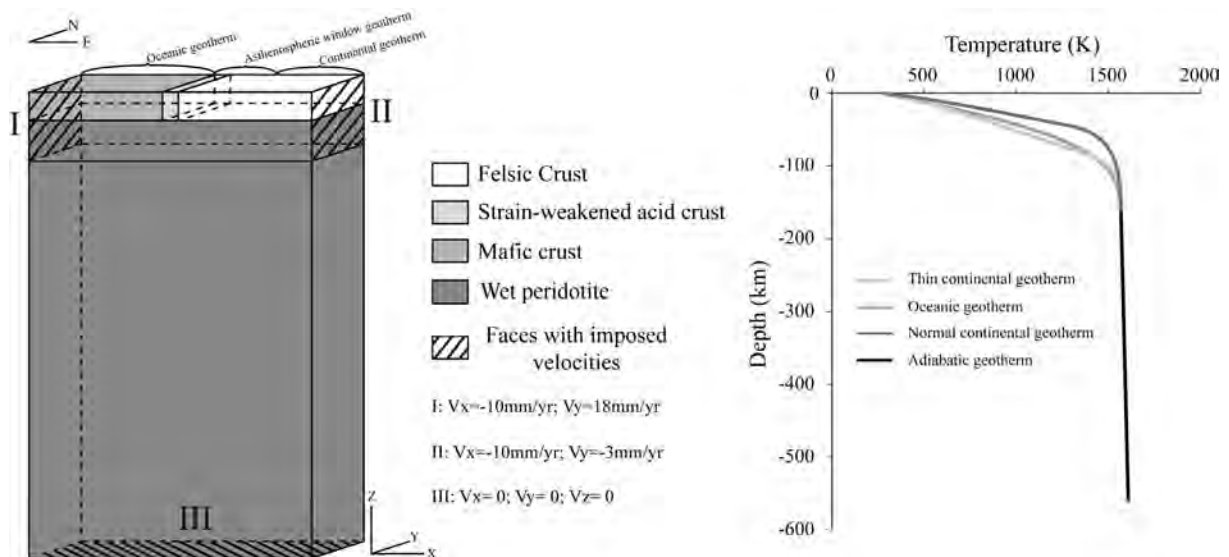


Figure 1: Geometry and boundary conditions of the thermo-mechanical model and the initial geotherms used in the various domains of the model. Different colors indicate domains with different compositions. Pacific absolute plate velocity is imposed on face (I), North America absolute plate velocity is imposed on face (II). (III) is a fixed lower boundary.

filled with 2 km wide tetrahedron blocks. On the top of the model, a 30 km thick and 100 km large crustal block accounts, to the west, for the Pacific oceanic mafic crust, and, to the east, a 30 km thick and 100 km large continental felsic crust represents the crust of the North America lithosphere. These crustal blocks are separated by a 10 km large strain-weakened block, i.e., its internal friction angle has been dropped to 10° instead of 15° , that represents the crust in the San Andreas Fault zone. Two homogeneous peridotitic mantle blocks compose the remaining of the model. Crustal blocks deform either elastoplastically or viscoelastically depending on which behavior results in the smaller work. Frictional behavior is described by a Druker-Prager yield criterion and the viscous deformation follows a power law relationship with an exponential dependence on temperature. Mantle is exclusively viscoelastic and follows a power law with both temperature and pressure dependences. Rheological parameters for all domains are given in Table 1.

Several initial temperature fields have been tested but only two will be presented here. The first one, called “TSAFM” has a geotherm calculated using a half-space cooling model for a 50 Myr-old oceanic lithosphere on the Pacific side and by a “normal” continental geotherm corresponding to a lithosphere thickness of 100 km in the remaining of the model. In the second one, called “TDT60”, a hotter geotherm representing a 50 km thick continental lithosphere is imposed east of the plate boundary for 60 km to account for the thermal perturbation caused by the opening of the asthenospheric window due to the northward migration of the Mendocino Triple Junction.

Velocity boundary conditions are imposed on the uppermost 80 km and 100 km of the lateral edges of the Pacific and North American plates, respectively, and on the bottom of the model (Figure 1). To simulate the migration of a strike-slip plate boundary we impose on the shallow part of the lateral edges of the model velocities consistent with *HS3-NUVEL 1A* for the Pacific and North America

plates (Gripp & Gordon, 2002). The velocities parallel to the plate boundary (Y direction) are those from *HS3-NUVEL 1A*, but to avoid transpressional or transtensional deformations, we apply the same velocities along the X direction for both plates, therefore imposing a pure strike-slip regime. Vertical displacements are free. The bottom of the model is fixed to simulate a passive asthenosphere dragged by the plate motion. Boundary conditions are defined in 2 different ways for the other faces of the model: lithostatic pressure conditions are applied on the lateral faces below the domain on which plate velocities are imposed; on the XZ faces, elements are free to move along the X and Y directions but fixed in the Z direction. This latter option ensures pure strike-slip regime, stabilizing the calculation. All experiments were performed for duration of 0.5 Ma. This duration allows us to attain a quasi-steady state behavior while keeping calculation times reasonable (several days on a personal computer) and avoiding strong deformation of the mesh and hence the need for remeshing which can be time consuming.

3.1.2.2 Crystal Preferred Orientations

The development of olivine and orthopyroxene crystallographic preferred orientations (CPO) as a function of strain is calculated using a viscoplastic self-consistent model (Lebensohn & Tomé, 1993). This model simulates the CPO evolution due to plastic deformation by dislocation glide in a bimodal (70% olivine – 30% enstatite) polycrystalline material. In polycrystal plasticity models, CPO evolution is essentially controlled by the imposed deformation, the initial texture (crystal preferred and, to a lesser extent, shape preferred orientation), and the active slip systems. The latter depend on the mineral structure, but also on the temperature and pressure conditions, which control their relative strength or critical resolved shear stress. In order to simulate olivine and pyroxene CPO evolution in the lithospheric mantle and asthenosphere, we use, as in previous viscoplastic self-consistent simulations for olivine (Wenk *et al.*, 1991, Tommasi *et al.*, 2000), slip system data (Table 2) derived from high-temperature, low-pressure single-crystal deformation experiments (Bai *et al.*, 1991). The deformation history is derived from the final velocity gradient field in the mechanical model. We found that for times higher than 300 ky, i.e., after the relaxation of elastic stresses, the flow pattern in the mantle does not change significantly, allowing us to calculate the evolution of CPO for times longer than those attained in the thermomechanical model. To reduce calculation times, we avoid calculating the CPO evolution in neighboring elements with similar deformation histories. Instead, we search over the entire finite element model and create velocity gradient tensor "classes". Within each class, variations for each of the tensor components are less than $2.5 \times 10^{-15} \text{ s}^{-1}$. Olivine and enstatite CPO evolution are then calculated for each velocity gradient tensor "class". These CPO are then used to compute the aggregate seismic properties based on a Voigt-Reuss-Hill average of the elastic constants of olivine and enstatite at ambient pressure and temperature (Kumazawa & Anderson, 1969, Mainprice, 1990). The calculated CPO and the corresponding stiffness tensors are then tracked back to the final positions of the elements in the model.

3.1.2.3 Synthetic *SKS*

To predict the signature of seismic anisotropy in our model and compare it to *SKS* splitting measurements performed in central California, we calculate the propagation of synthetic shear waves through the model and analyze the resulting signal to obtain splitting parameters. Synthetics seismograms have been generated using two different approaches. The first one is based on ray theory. The second approach is a more general full-waveform method. Indeed owing to their long dominant period *SKS* waves have rather large Fresnel zones (of the order of 100 km for a dominant period of 8s (Favier & Chevrot, 2003)) and thus average the anisotropic properties of the medium over wide zones. These synthetics should therefore produce anisotropic responses with lateral resolution closer from the real seismic data and thus more reasonably comparable to the *SKS* splitting studies. In both cases, the synthetics calculation starts at 300 km depth, which is the depth below which deformation becomes very small and hence below which very weak anisotropy is expected (Mainprice *et al.*, 2005).

In the ray theory approach, we define vertical ray paths along source/receiver pairs spaced by 5 km. Each tenth of kilometers along the ray path, splitting operators are determined using the closest neighbor of the FE elastic tensor grid. The amount of anisotropy, the polarization of the fast *qS* wave as well as the polarization and the velocity of the *qS* and *P* waves are calculated by solving the Christoffel equation (Mainprice, 1990). When the variation in the direction of polarization of the fast wave along the ray path is less than 1° , splitting operators are agglomerated, i.e., initial direction of polarization is kept and delay times are summed. If variation in the direction of polarization is higher than 1° , a new splitting operator is determined. Once the splitting operators are defined for the entire ray path, these are applied in sequence to an unsplit wavelet with a dominant period of 10s and initial polarizations varying from 0° to 180° by step of 10° are created to generate realistic seismograms and particle motions.

For the full-wave approach, we performed the calculation of synthetics using a code developed by Chevrot *et al.* (2004, 2006) based on initial work by Komatitsch & Tromp (1999). In this modeling, a planar shear wave propagates vertically within a $400 \times 400 \times 400$ km spectral elements grid with 40 km wide elements onto which are imposed the elastic tensors of our FE model using a nearest neighbor algorithm. The initial polarization of the plane waves are varied between 0° and 180° by increments of 20° and the calculation is performed for dominant periods of 5 s, 8 s, 10 s and 15 s.

3.1.2.4 Splitting measurements

To measure the splitting parameters, we analyze the synthetic data set using two different methods. The first one is commonly used in the *SKS* splitting studies and consists of determining the $\phi/\delta t$ pair that best minimizes the energy of the transverse component of the seismograms (Silver & Chan, 1991). This method is the same as the one used by Bonnin *et al.* (2010) to measure *SKS* splitting in central California. Results obtained in our models can thus be easily compared to their measurements.

With this method, variations of splitting parameters as a function of initial polarization of the wave can give important information on the vertical distribution of the anisotropy beneath the receiver. This method is implemented in the SHEBA program (Teanby *et al.*, 2004, Wüstefeld & Bokelmann, 2007, Wüstefeld *et al.*, 2010), which automatically determines splitting parameters for the entire dataset.

The second technique is based on a multi-channel analysis developed by Chevrot (2000) and analyzes the whole dataset to provide an average value of the splitting parameters beneath each station. It consists in the projection, called splitting vector, of the signal of the transverse component of backazimuthal stacks of seismograms on the derivative of the signal on the radial component for the same stacks. The intensity of the splitting vector, called splitting intensity (SI), is then plotted according to the backazimuth of the stacked bins and fitted to a second order polynomial to determine the station splitting parameters. This method does not allow for directly detecting anisotropic vertical complexities beneath the station as it provides averaged values for the splitting parameters, it is however more stable for weak or noisy signals.

3.1.3. Results

3.1.3.1 Thermo-mechanical model

"TSAFM" geotherm

The final finite strain and velocity fields plotted with the geometry of the model (top) and evolution with time of finite strain (bottom) along vertical cross-sections on both plates and along the fault are presented in Figure 2. Interestingly, despite the strain-weakened crustal block, we do not observe a clear strain localization at the plate boundary after 0.5 Ma of modeling. As a consequence, the amount of finite strain is relatively low in the entire model with even less than 20 % of deformation in the middle of the plate boundary. Moreover there is no evidence for strike-slip motion between the Pacific and the North American lithosphere. Deformation is diffuse in the model especially in the Pacific lithosphere as can be seen in cross-section A. In this case, deformation is continuous from the surface to the asthenosphere with an average 6% of deformation in the entire lithosphere at the end of the experiment. On the other edge of the model, shown in cross-section C, the North American lithosphere seems more rigid with only 3% of total finite strain at the end of the experiment and a slight increase in the uppermost part of the asthenosphere. Note that in these two profiles horizontal shearing at the top the asthenosphere (around 100 km depth) still develops and dominates the finite strain signal.

The most interesting information comes from the analysis of the vertical profile B localized in the middle of the strain-weakened block. In this part of the model, two deformation bands are observed: one in the crust and another one in the asthenospheric mantle. Between these two deforming domains, the lithospheric mantle remains rigid. If we compare the thickness of this rigid domain to the TSAFM geotherm (see Figure 1) we can see that it is directly correlated to the depths where the continental geotherm is colder than the oceanic geotherm. This cold zone is hardly deformable compared to the

hotter lithospheric mantle on the Pacific side, and thus does not deform. The lithospheric mantle beneath the strain-weakened crustal domain thus controls the deformation processes at the plate boundary despite the presence of a weak zone in the crust. By preventing the deformation to propagate from the crust to the base of the lithosphere, the cold geotherm inhibits the development of the strike-

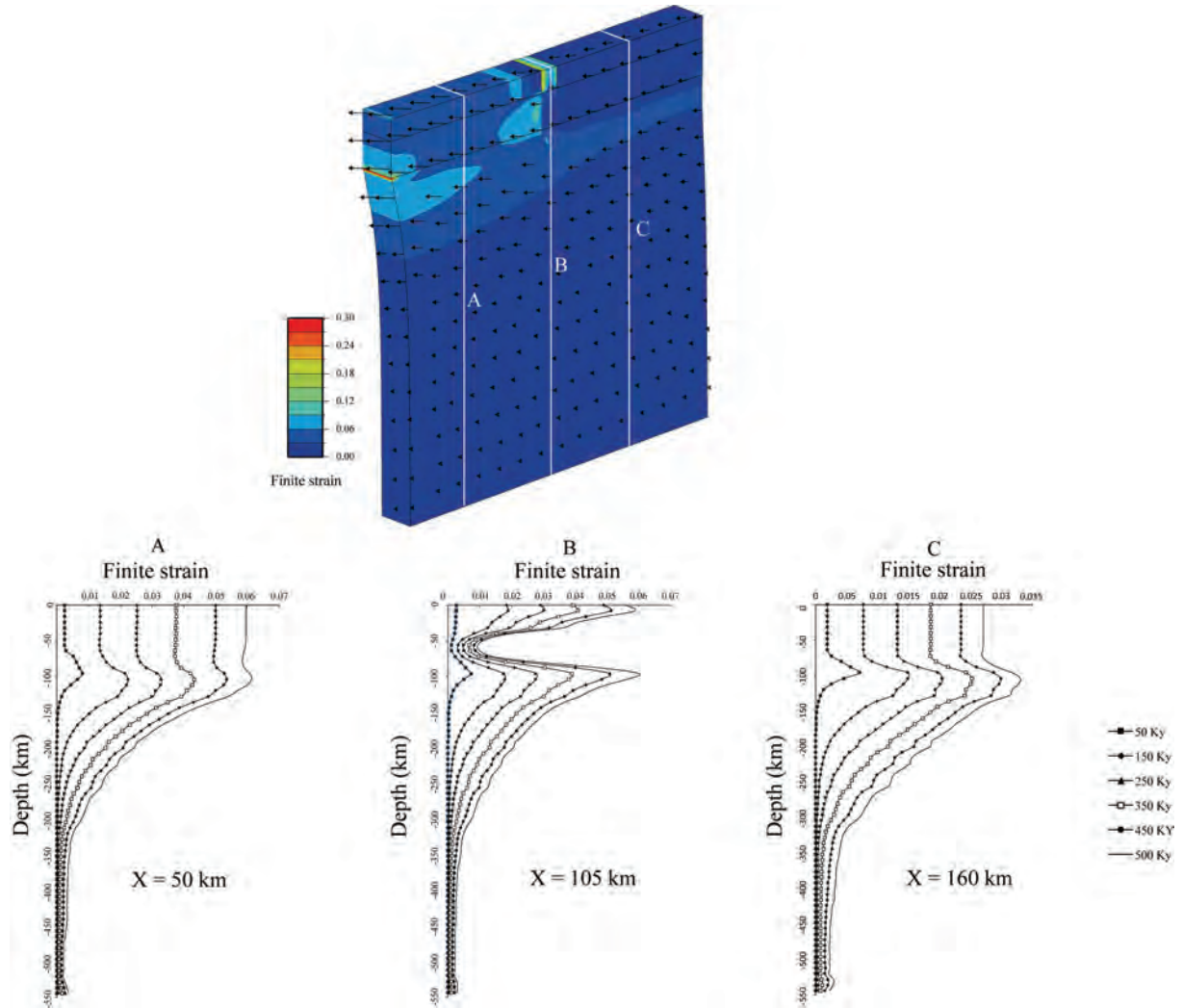


Figure 2: Finite strain and velocity field after 0.5 Ma of deformation for a thermomechanical model using the TSAFM geotherm. Finite strain profiles across the Pacific plate at $x=50$ km (A), beneath the plate boundary at $x=105$ km (B), and across the north America plate at $x=160$ km (C).

slip motion between the two plates.

"TDT60" geotherm

The evolutions of finite strain (top) and strain rate (bottom) along horizontal cross-sections at 70 and 150 depth and vertical profiles on both plates and along the fault for the TDT60 geotherm are presented in Figures 3a and 3b, respectively. Analysis of the finite strain and strain rate distribution in the horizontal cross-section at 70 km depth (i.e., in the lower part of the lithosphere), in Figure 3a shows that, even at these depths, strain is localized below the weak upper crustal domain that defines the plate boundary. This suggests an important coupling between the crust and the mantle during the

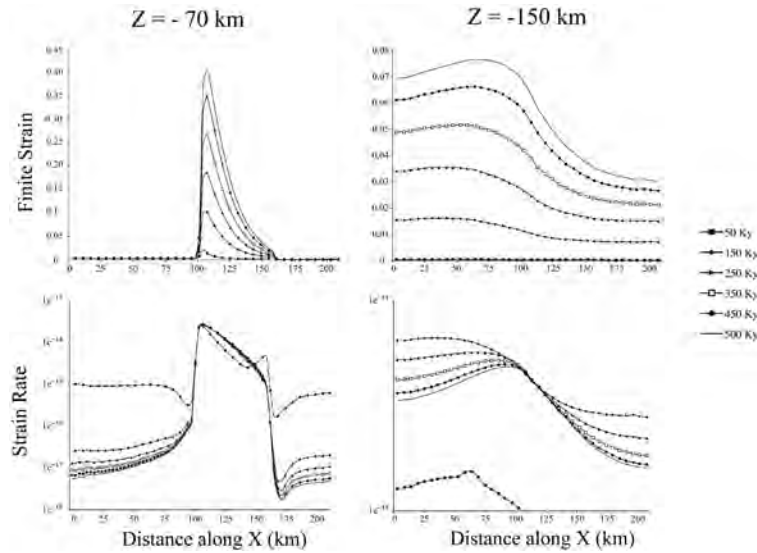


Figure 3a: Temporal evolution of the second invariant of the finite strain (top) and strain rate tensor (bottom) in the model where a hot geotherm is imposed on the north America plate close to the plate boundary. Horizontal sections at $Z=100$ km (left) and $Z=150$ km (right).

to the difference in geotherms between the North American and Pacific lithospheres. The eastern limit extent of the highly deformed domain corresponds to the edge of the thermal anomaly assigned to the asthenospheric window.

Analysis of the horizontal cross-sections at 150 km depth (i.e., at asthenospheric depths, right panels in Figure 3a) shows an important asymmetry in the strain distribution. Strain rates are significantly higher beneath the Pacific plate. This difference may be explained by the faster velocity of the Pacific plate relatively to the North America plate in the *HS3-NUVEL 1A* reference frame (see Figure 1). High strain rates beneath the plate boundary suggest that the strike-slip contribution is still present at asthenospheric depths.

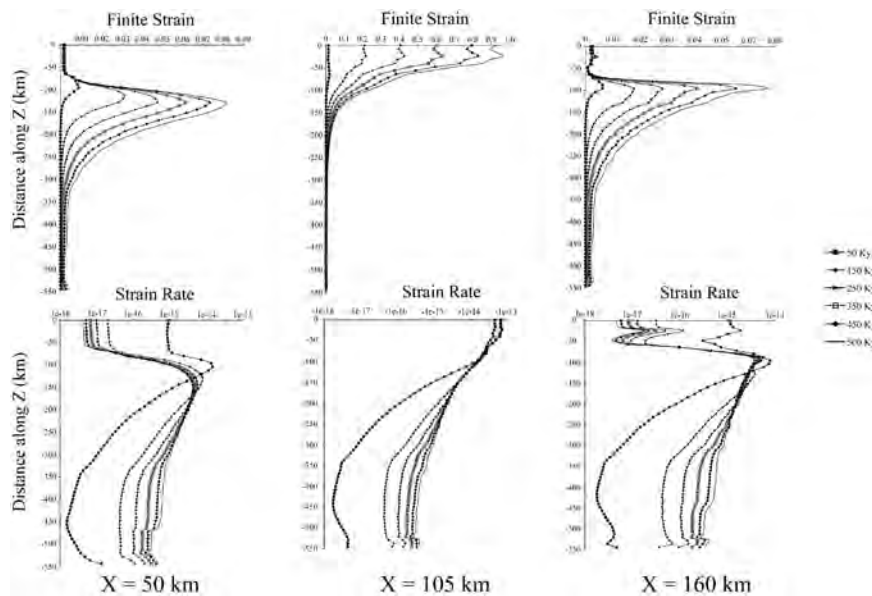


Figure 3b: Vertical sections at $X=50$ km (left), $X=105$ km (middle), and $X=160$ km (right).

strike-slip motion between the Pacific and the North American plates in the model. Another interesting feature is the difference in strain rate and finite strain horizontal cross-sections on both sides of the plate boundary. Gradients are much steeper beneath the Pacific plate than beneath the North American plate, where finite strains higher than 5 % develop up to 75 km away from the plate boundary. This difference of behavior between the two sides of the “shear zone” must to be related

The strain rates and finite strain distributions on a vertical profile at $X=50\text{km}$ (left column in Figure 3b), i.e., in the middle of the “Pacific plate”, indicate that strain is localized between 100 and 250 km depth with the highest values around 150 km. This is consistent with asthenospheric deformation by drag by the moving plate with a ‘rigid’ behavior of the lithosphere. A similar pattern is observed for the “North America plate” (right column in Figure 3b), but the highest strains are at shallower depths ($\sim 100\text{ km}$) and the zone of high deformation is thinner. For instance, after 0.5 Ma, finite strains higher than 5 % are observed in a 100 km thick layer beneath the Pacific plate, but in a 25 km thick layer beneath the North American plate. The higher temperatures in the North American plate also result in some intralithospheric deformation that is not observed in the Pacific plate. The middle column in Figure 3b shows the vertical strain distribution beneath the plate boundary. Strain rates and finite strains are the highest in the lithosphere, suggesting that the imposed strike-slip deformation predominates in this domain. Finally, analysis of the evolution of strain rates through time (Figure 3a et 3b) shows a clear decrease in the rate of evolution, allowing the use of the velocity gradients obtained at the end of the experiment for calculating the CPO evolution for larger time spans.

Hereafter we will only present results obtained from this geotherm, as the absence of strain localization beneath the plate boundary using the “TSAFM” geotherm does not allow for a description of the vertical distribution of the deformation beneath the fault.

3.1.3.2 Crystal Preferred Orientations

Evolution of olivine and enstatite CPO were calculated by extrapolating the velocity gradients obtained in the thermo-mechanical models at 5 Ma. Averaging of the velocity gradients over several time steps allows us to avoid short wavelength variations associated with numerical errors. This 5 Ma duration corresponds to the estimated time elapsed since the opening of the asthenospheric window

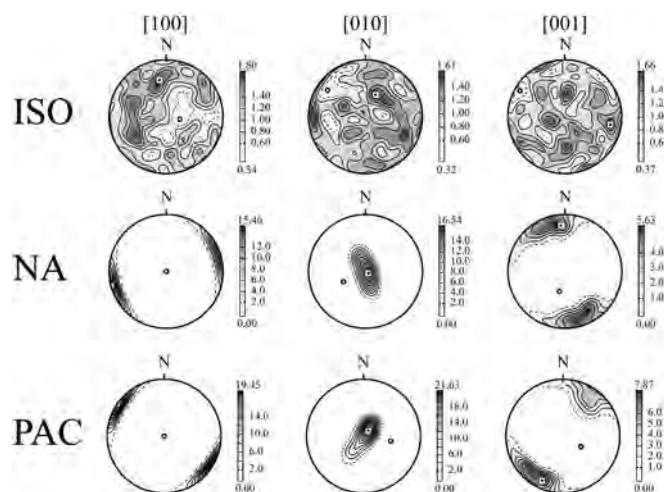


Figure 4: Lower hemisphere stereoplots of initial olivine crystal preferred orientation imposed in the modeling. a) Isotropic initial CPO. b) North America type initial CPO and c) Pacific type initial CPO.

associated to the migration of the Mendocino Triple Junction (Atwater, 1970, Dickinson & Snyder, 1979, Dickinson, 1997) in the central California region. We considered that the strong deformation associated with this process strongly resettled the anisotropy in the asthenosphere and thus may represent a time zero for the development of CPO consistent with the present plate boundary configuration.

To test the influence of preexisting crystallographic fabrics on the final

anisotropy, VPSC calculations have been run for three different initial states, as shown in Figure 4: (1) isotropic 70% olivine-30% enstatite aggregates; (2) aggregates in which olivine [100] axes are oriented in the direction of APM of the North American plate and [010] axes are vertical; and (3) aggregates in which olivine [100] axes are oriented in the direction of APM of the Pacific plate and [010] axes are vertical. The last two configurations mimic olivine CPO produced by shearing of the asthenosphere by drag beneath a moving plate with the APM of the North America and the Pacific plate, respectively.

Isotropic initial crystallographic fabrics

Figure 5 (left) shows a 3D view of the finite strain distribution and the velocity field at the end of the thermo-mechanical experiment as well as olivine CPO and seismic properties characteristic of different domains of the model: (A) the shallow lithospheric mantle beneath the plate boundary; (B)

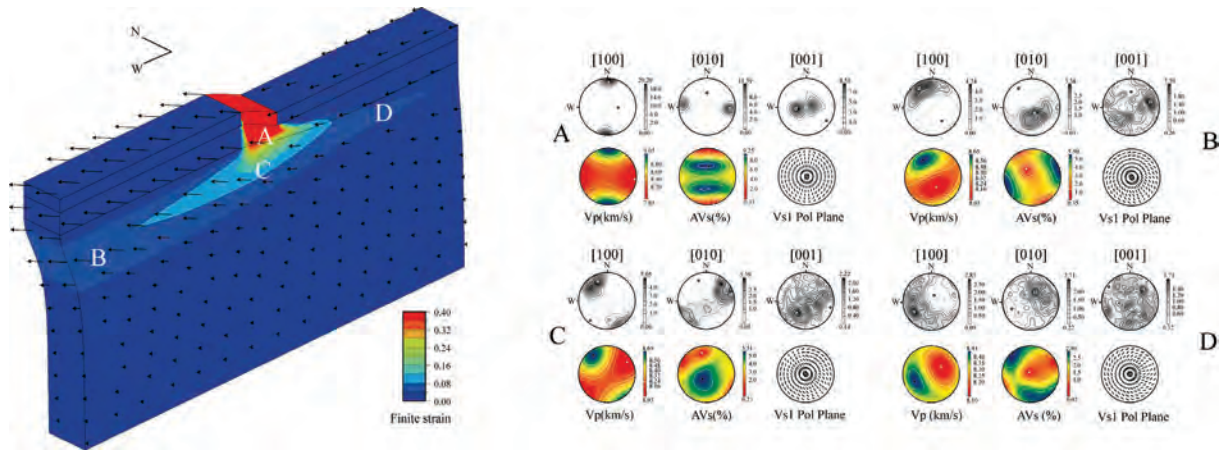


Figure 5: Finite strain (2^{nd} invariant) and velocity field at the end of the experiment for the model where a hot geotherm is imposed on the North American plate close to the plate boundary. Olivine crystal preferred orientations in representative domains of the model are shown as lower hemisphere stereoplots in the model reference frame: +X to the east, +Y to the north and +Z vertical upwards.

the asthenospheric mantle beneath the Pacific plate, (C) the asthenospheric mantle beneath the plate boundary, and (D) the asthenospheric mantle beneath the North American plate. All data are presented in lower hemisphere stereographic projections in the thermo-mechanical model reference frame; where X is the model length, Y the direction of the plate boundary, and Z the vertical.

The lithospheric mantle beneath the plate boundary is characterized by high finite strains, which result in very strong CPO (Figure 5-A), Figure 6a shows the J index, that define the intensity of the crystallographic fabric, which can be higher than 20 at 70 km depth beneath the fault. [100] axes are strongly aligned along the Y direction (N/S direction), i.e., parallel to the orientation of the plate boundary (Figure 7a). [010] axes are oriented parallel to the X direction (E/W direction), that is in the horizontal plane and perpendicular to the plate boundary orientation, and [001] axes are mostly vertical. This olivine CPO is consistent with a plate boundary deforming dominantly by strike-slip

(Tommasi *et al.*, 1999). This fabric produces strong shear waves anisotropy for vertically-propagating teleseismic shear wave, as shown by the colored stereoplots on Figure 5. The maximum amplitude of anisotropy ($\approx 9\%$) is observed for shear waves propagating at 45° from the vertical. This value decreases to approximately 8% for vertically propagating waves (such as $S(K)KS$ waves), which still may generate large delay times. The polarization planes of the fast quasi-shear waves are parallel to the plate boundary orientation, as expected above a strike-slip structure (Tommasi *et al.*, 1999).

In the Pacific sublithospheric mantle far from the plate boundary (Figure 5-B), olivine [100] axes are no longer parallel to the plate boundary (Figure 7b); they are mainly oriented NW/SE with a slight southward (toward negative Y) dipping component. [010] axes are subvertical. [001] axes are highly dispersed. Olivine CPO are weaker than beneath the plate boundary (Figure 6b shows J index of 4.5 at 150 km depth beneath the Pacific lithosphere but 5.5 beneath the plate boundary), probably due to the lower finite strains ($<10\%$). These observations are consistent with horizontal simple shear in a NW/SE direction. Deformation and anisotropy in this domain are thus a consequence of the NW/SE displacement of the rigid “Pacific” lithosphere above a less viscous asthenospheric mantle. The dominantly subhorizontal orientation of the [001] axes of the olivine and weaker CPO result in relatively lower anisotropy compared to the plate boundary. A maximal birefringence of 7% would be recorded by horizontally propagating waves. Vertically-propagating shear waves will sample intermediate birefringence (3%) and thus need substantial travel length to produce detectable splitting delays. VsI polarization planes for vertically propagating waves are parallel to the main orientation of the [100] axes of olivine, i.e., NW/SE.

Olivine CPO and seismic properties in the sublithospheric mantle at approximately 150 km depth beneath the plate boundary (Fig. 5-C) are intermediate between those in the lithospheric mantle beneath the boundary and those beneath the Pacific plate (Figure 6b and 7b). Both [100] and [010] olivine axes are concentrated in a subhorizontal plane and [001] axes are mostly vertical. However, [100] axes are no longer oriented parallel to plate boundary (Y direction), but have a NNW/SSE

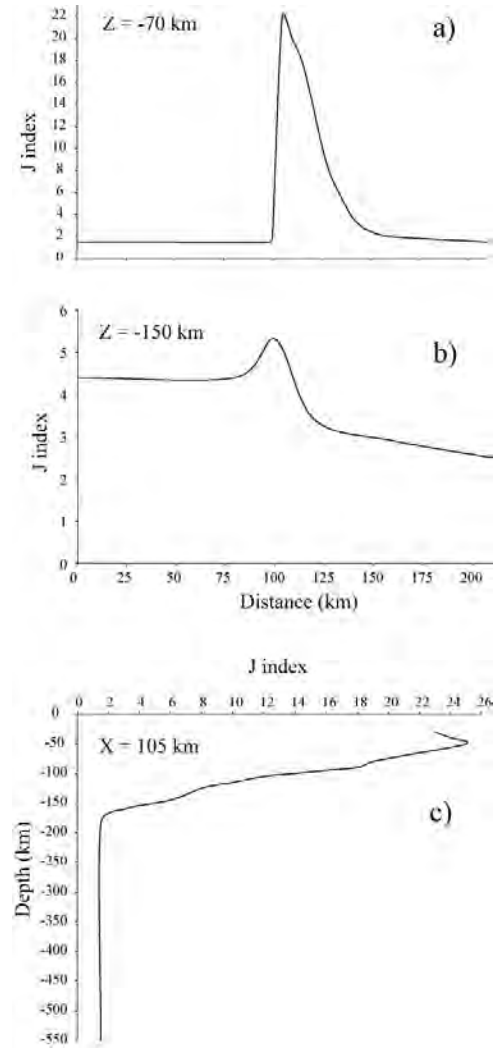


Figure 6: Evolution of the orientation of the maximum of olivine [100] axes along a) an horizontal cross-section at 70 km depth, b) an horizontal cross-section at 150 km depth and c) along a vertical cross-section beneath the plate boundary zone.

orientation. The expected structure would be a NNW/SSE vertical plane of foliation with a subhorizontal lineation. The development of a vertical foliation is, on the other hand, in accordance with a strike-slip motion and with the dynamics of the plate boundary (Tommasi *et al.*, 1999). This is quite surprising at such depths (≈ 150 km) especially when noting that lineation seems to be affected by the deformation associated to the drag of the asthenosphere by the moving Pacific plate. The lineation tends therefore to rotate, from the surface to the asthenosphere, from parallel to the plate boundary (Y direction) to a NW/SE direction while the foliation remains vertical (Figure 7c). Such a rotation of the [100] axes of olivine may be explained by an increasing contribution with depth of deformation due to the NW/SE displacement of the Pacific lithosphere. Another possible explanation

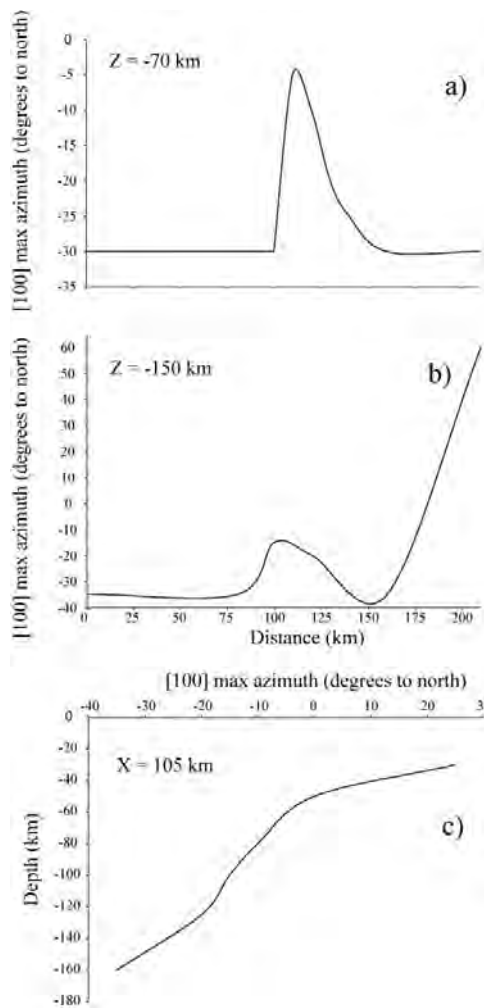


Figure 7: Evolution of the orientation of the maximum of olivine [100] axes along a) an horizontal cross-section at 70 km depth, b) an horizontal cross-section at 150 km depth and c) along a vertical cross-section beneath the plate boundary zone.

invokes a decreasing finite strain due to a more homogeneously distributed deformation at depth. However, this explanation should be discarded as the olivine CPO is rather strong (J index of approximately 6, as shown by Figure 6b and Figure 6c, that is an intermediate value compared to the maximal value of 14 observed in the natural samples (Ben Ismail & Mainprice, 1998)).

Although fabric strengths decrease from the surface to the asthenosphere (Figure 6c shows J index of 20 at 40 km depths and 6 at 150 km), the rotation of the crystallographic fabrics and the progressive dipping of the crystallographic axes with depth maintain relatively high amounts of anisotropy for vertically propagating waves (above 5%) even at 150 km depth (Figure 5-C). The amount of anisotropy beneath the plate boundary remain relatively strong from surface to asthenospheric depths and may thus produce important splitting delays for station localized close to the “fault zone”. Finally, the variation with depth of the polarization direction of the fast shear waves from NW/SE to N/S will induce complexities in the anisotropic signals at stations close to the plate boundary.

The sublithospheric mantle beneath the North American plate (Figure 5-D) shows a weak crystallographic fabric (Figure 6b shows J index around 3) characterized by development of a girdle of [100] axes along a plane dipping

of $\sim 20^\circ$ towards the plate boundary, with a weak maxima normal to the plate boundary trend. [010] axes form a weak maximum normal to the [100] girdle and [001] are very dispersed. As the CPO,

seismic anisotropy is very weak (the maximal birefringence is 4%). The minimal birefringence ($\approx 0.02\%$) is reached for vertically-propagating waves. This region is thus quasi-isotropic for *SKS* types waves.

To summarize, these results highlight three domains with different seismological responses. The Pacific plate will have a rather simple signal with polarization of fast *SKS* waves parallel to the absolute plate motion. Close to the plate boundary, the seismic anisotropy signal will be more complex, due to the rotation of olivine CPO at depth from N/S to more NW/SE directions. Finally, the sublithospheric mantle beneath the North American plate will be isotropic for *SKS* waves.

North America initial CPO

Figure 8 shows olivine CPO and seismic properties characterizing the domains presented in Figure 5 (A, B, C and D) for North America type initial CPO (middle of Figure 4).

CPO in the lithospheric mantle beneath the plate boundary (Figure 8-A) presents [100] axes strongly aligned in the N/S direction, i.e., parallel to the orientation of the plate boundary. [001] axes are oriented close to parallel to the N/W direction, that is in the horizontal plane and perpendicular to the plate boundary orientation, and [010] axes are mostly vertical. Interestingly, despite the strike-slip regime imposed to this part of the model, CPO are not consistent with a microstructure composed with vertical foliation and horizontal lineation parallel to the fault. Indeed, horizontal foliation characteristics from the initial CPO are preserved (middle of Figure 4), deformation beneath the fault only reorienting [100] axes in the N/S direction and [001] axes in the E/W direction. Note however the decrease of the [010] axes maximal densities (from 16 in Figure 4 to 9 in Figure 8) marking the reorientation of these axes in the horizontal plane. These fabrics result in moderate amounts of shear wave anisotropy for vertically-propagating teleseismic shear waves. If the maximum anisotropy ($\approx 11\%$) is still observed for shear waves propagating at 45° from the vertical, this value decreases to approximately 6% for vertically propagating waves, which can still induce large delay times. The polarization planes of the fast quasi-shear waves are parallel to the plate boundary orientation.

In the sublithospheric mantle beneath the plate boundary (Figure 8-C), i.e., 150 km depth, olivine CPO and seismic properties are mainly characterized by [100] and [001] axes respectively oriented NW/SE and NNE/SSW, i.e., in agreement with the APM direction of the Pacific plate. [010] axes are however largely vertical (max densities around 17) suggesting a stronger horizontal component of the strain than in the lithospheric part of the model. These fabrics result in moderate to low amounts of anisotropy (around 5%) for vertically-propagating waves and generate NW/SE fast quasi-shear-waves polarization planes.

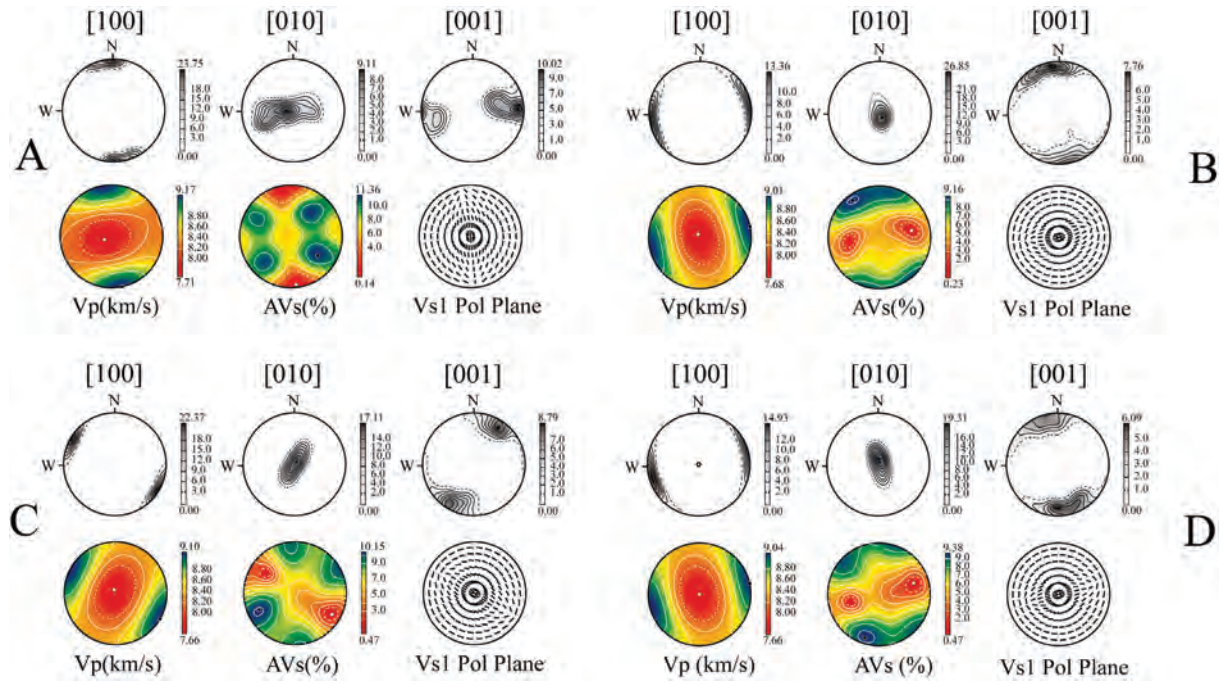


Figure 8: Olivine crystal preferred orientations in representative domains defined in Figure 5 shown as lower hemisphere stereoplots in the model reference frame calculated using North America type initial CPO.

In the Pacific sublithospheric mantle far from the plate boundary (Figure 8-B), olivine crystallographic axes orientations do not differ from the initial CPO presented in Figure 4. [100] axes are mainly oriented WNW/ESE in the horizontal plane, [010] axes are vertical and [001] are close to N/S in the horizontal plane. This results in rather low shear-wave anisotropy (around 3%) for vertically propagating shear-waves with WNW/ESE directions of polarization of the fast quasi shear-wave.

Finally, olivine CPO and seismic properties in the sublithospheric mantle at approximately 150 km depth beneath North America plate (Fig. 8-D) obviously present directions of the crystallographic axes close to the initial CPO. Shear-wave anisotropy for vertically-propagating waves however remains relatively low (around 4%) due to the geometry of the CPO.

From these crystallographic fabrics and seismic properties that develop from North America initial CPO, we can see that strain rates beneath the plate boundary are sufficiently high to reorient [100] axes from WNW/ESE directions to N/S directions, i.e., parallel to the fault strike, in less than 5 Ma. This 5 Ma time span is however too low to induce a complete reorientation of the olivine [010] axes that remain subvertical at lithospheric depth beneath the fault. Strain rates beneath the Pacific plate are neither sufficient enough to reorient olivine [100] axes in the direction of the Pacific APM.

Pacific initial CPO

Figure 9 presents CPO and seismic properties produced using Pacific type initial CPO (bottom of Figure 4).

CPO in the lithospheric mantle beneath the plate boundary (Figure 9-A) are approximately the same than those obtained from North America initial crystallographic fabrics. [100] axes are oriented close to N/S in the horizontal plane, [010] are subvertical and [001] close to E/W in the horizontal plane. This type of CPO is still not consistent with strike-slip microstructures in which [010] axes are supposed to be in the horizontal plane and [001] axes subvertical (Tommasi *et al.*, 1999). Olivine [010] axes are however still less grouped than those of the initial CPO (maximal densities of 16 in Figure 4 and 10 in Figure 9) likely indicating that [010] axes for a consistent amount of olivine grains are migrating in the horizontal plane. Shear-wave anisotropy for vertically propagating shear-waves is rather moderate (around 6%) and fast quasi-shear-waves polarization is close to N/S. At larger depth (Figure 9-C), olivine [100] axes are no longer oriented N/S but NW/SE, i.e., close to the direction of APM of the Pacific plate. [010] axes are subvertical (more grouped than in Figure 4) and [001] axes are oriented NE/SW in the horizontal plane. Shear-wave anisotropy for vertically propagating waves is interestingly higher than in the lithospheric mantle (around 8%), due to the fact that strain rates at these depths tend to produce Pacific types crystallographic fabrics and thus cause the CPO to be stronger than initial CPO. The qSI polarization planes for vertically propagating shear-waves are NW/SE.

In the sublithospheric mantle beneath the Pacific plate far from the fault (Figure 9-B), CPO are similar to the initial ones (Figure 4) and with directions close to those of Figure 9-C but generate smaller amounts of anisotropy (close to 6%) for vertically propagating waves. This is due to more dispersed crystallographic axes resulting from the small strain rates developing in this part of the model. The

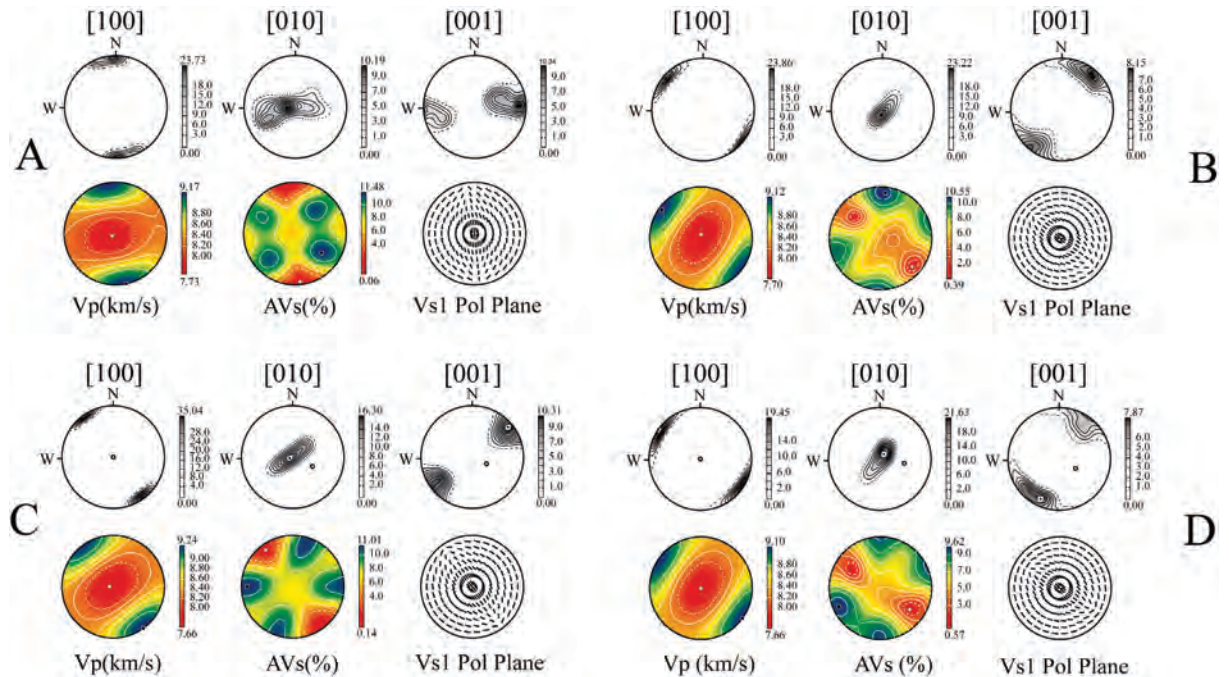


Figure 9: Same as Figure 8 but for Pacific type initial CPO.

qSI polarization planes for vertically-propagating waves are NW/SE.

In the asthenosphere beneath the North America plate, CPO still present the same characteristics but induce lower amounts of anisotropy compared to the Pacific side ($\sim 5\%$). Shear-waves polarization planes are still NW/SE.

Using Pacific type initial CPO, one should expect a quite homogeneous large-scale seismic anisotropy pattern across the model, as CPO in the 3 different domains described above systematically present NW/SE [100] axes maximal orientations. CPO properties only slightly differ in the lithospheric mantle beneath the plate boundary where strike-slip dynamics dominate the strain components.

3.1.3.3 SKS splitting in synthetic seismograms

We have compared synthetic seismograms in the models corresponding to the three different initial olivine crystal preferred orientations presented above. The synthetics seismograms were analyzed with the Silver & Chan (1991) and the multichannel analysis (Chevrot, 2000) methods.

Initially isotropic olivine CPO

Figure 10 presents splitting parameters (directions of polarization of fast shear waves at the top and splitting delays at the bottom) obtained from a multichannel analysis of full-frame synthetic data for stations located every 5 km along the X direction. This method gives, at each station, the delays times and direction of polarization of the fast shear wave averaged over the Fresnel volume, which tends to smooth the lateral variations of the seismic anisotropy in the model. Since the size of the Fresnel zone

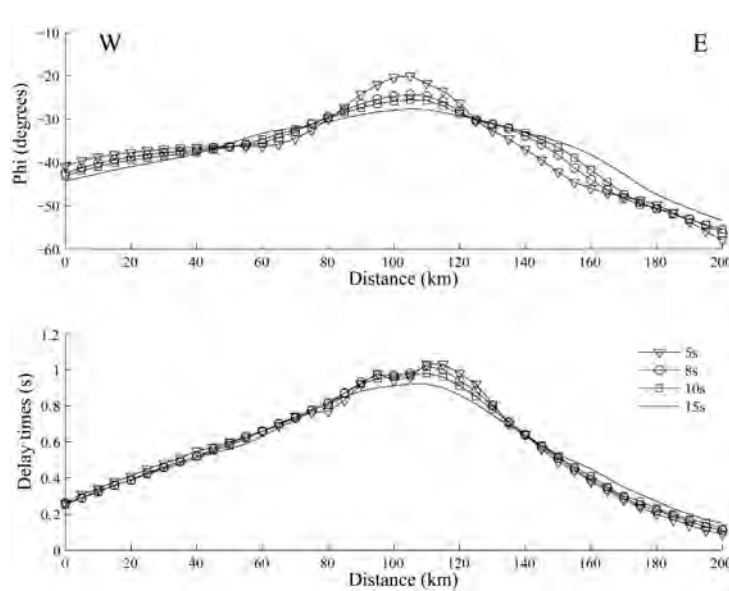


Figure 10: Model with an initially isotropic structure. Fast polarization directions (top) and splitting delays (bottom) in a profile normal to the plate boundary obtained through a multichannel analysis of synthetic seismograms computed with the spectral element method for various dominant periods: 5 s (open triangles); 8 s (open circles); 10 s (open squares) and 15 s (solid line).

depends on the dominant period of the wave, we performed the computation for 4 different dominant periods: 5 (open triangles), 8 (open circles) 10 (open squares) and 15 s (solid line), corresponding to wavelengths of approximately 25, 40, 50 and 75 km, respectively.

The influence of the dominant period, especially for the directions of polarization of the fast quasi-shear wave, is clearly seen in Figure 10. For a dominant period of 5 s, quite sharp lateral variations of ϕ are observed and three different domains may be defined. Between 0 and 70 km along X, fast polarization directions are quite

homogeneous, around N-40°E, with only a slight rotation close to the left edge of the model due to boundary effects. These directions are subparallel to the absolute plate motion direction of the Pacific plate and thus in good agreement with CPO of case B (cf. in Figure 5-B). From 80 to 130 km, directions of polarization vary rapidly, reaching a direction close to N-20°EW in the center of the domain. These more N/S directions are localized above the plate boundary. They reflect the influence of the strike-slip deformation in the shear zone on seismic anisotropy. Further east, directions of polarization rotate anticlockwise, and decrease to reach N-60°W at the eastern limit of the model. This latter domain is also characterized by very low delay times (<0.5s) consistent with the zone of low finite strains and weak CPO (cf. Figures 3 and case D in Figure 5-D) as seen in the bottom of Figure 10.

The waves with a 15 s dominant period show a different pattern. Their wavelength is larger than the highly deformed domain at the plate boundary and, hence, directions of fast polarization do not present the bell shape observed at 5 s dominant period. The fast directions only vary by 10° across the entire model with low and continuous gradients.

Use of different periods may however locate lateral changes in seismic anisotropy even when using low frequency waves (Hammond *et al.*, 2010). Analysis of Figure 10 shows that all four-polarization direction curves crosscut at 80 and 130 km, suggesting the presence at depth of a strong lateral change in anisotropic properties. We interpret the domain delimited by the two inflexions as the maximal lateral extent of the strike-slip related deformation.

In contrast, the splitting delays are very similar to those at 5 s dominant period, which suggests that

the information on localized deformation domains is mainly carried by splitting delays and not on fast polarization directions (bottom of Figure 10). The four curves show a linear increase of the delay time from 0.2 s to approximately 1 s (slightly less for longer periods) between 0 and 100 km followed by a decrease to values close to null in the right limit of the model.

In conclusion, apparent splitting parameters are consistent with the modeled CPO (Figure 5), but show smoother lateral variations. These

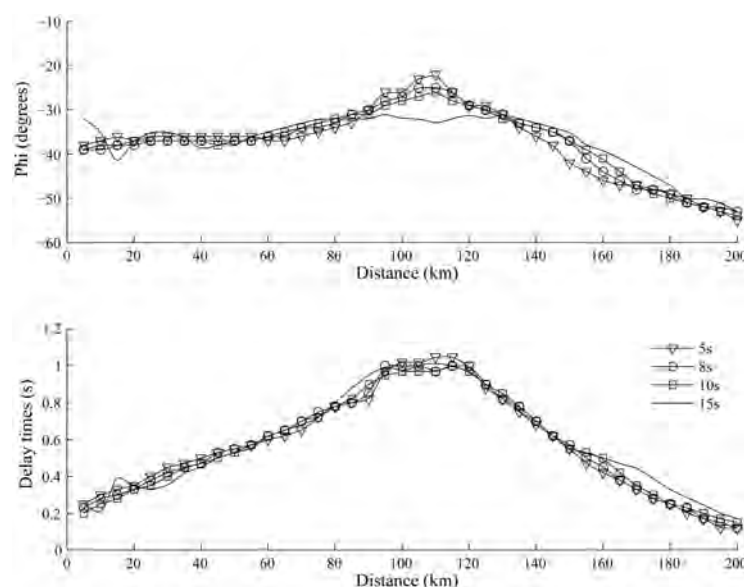


Figure 11: Same as Figure 10 but splitting measurements were performed using Silver & Chan method and stacked using the Wolfe & Silver approach.

smooth variations result from averaging anisotropic properties over Fresnel zones.

Figure 11 presents the splitting parameters obtained from the same full-wave synthetics as Figure 10 but analyzed using Silver & Chan (1991) method (S&C hereafter). This is a single-event approach that requires an averaging of the individual splitting parameters measured for each seismogram to compare the results with the multichannel analysis method. To do so we choose to stack for each station the error-maps of the single-events measurements, as proposed by Wolfe & Silver (1998). If first order observations do not differ a lot from Figure 10, we see that determining splitting parameters using multichannel analysis produces significantly smoother signal, especially for the weakly anisotropic domains and for the lowest dominant period. We also notice that variations of the fast polarization directions in the vicinity of the plate boundary for 15 s of dominant period are less clear than in Figure 10 likely indicating a lower sensitivity of the S&C approach to decipher smooth variations of the anisotropic properties compared to the multichannel analysis.

Splitting measurements were also performed on synthetic seismograms computed with ray theory using both the multichannel SI approach and the Silver & Chan (1991) method (Figures 12 and 13). In this case, the waves sample seismic anisotropy along a vertical line. As indicating above, S&C method is a single-event method allowing studying the variations of the splitting parameters with the initial polarization of the incoming waves. A 90° periodicity in the variation of splitting parameters indicates a vertical change in anisotropic properties, which are commonly modeled as 2 (or more) distinct anisotropic layers (Silver & Savage, 1994). Application of this method to our models will therefore allow testing whether it can also detect gradational changes in anisotropy.

Figure 12 presents the results obtained on ray theory synthetics analyzed with the S&C (stacked using Wolf & Silver (1998) approach) and the multichannel methods. As expected, use of synthetics calculated with ray theory results in sharper lateral variations of apparent splitting parameters. Indeed, fast polarization directions are quite homogeneous at $N30^\circ W$ from 0 to 100 km and vary rapidly to N/S directions between 100 and 120 km and then rotate back to $N50^\circ W$ between 120 and 160 km along X. Although quite different, the two methods of splitting analysis give similar trends, except at the eastern limit of the model, where anisotropy is weaker. In this region the multichannel approach is superior because it can handle data with much weaker amount of splitting.

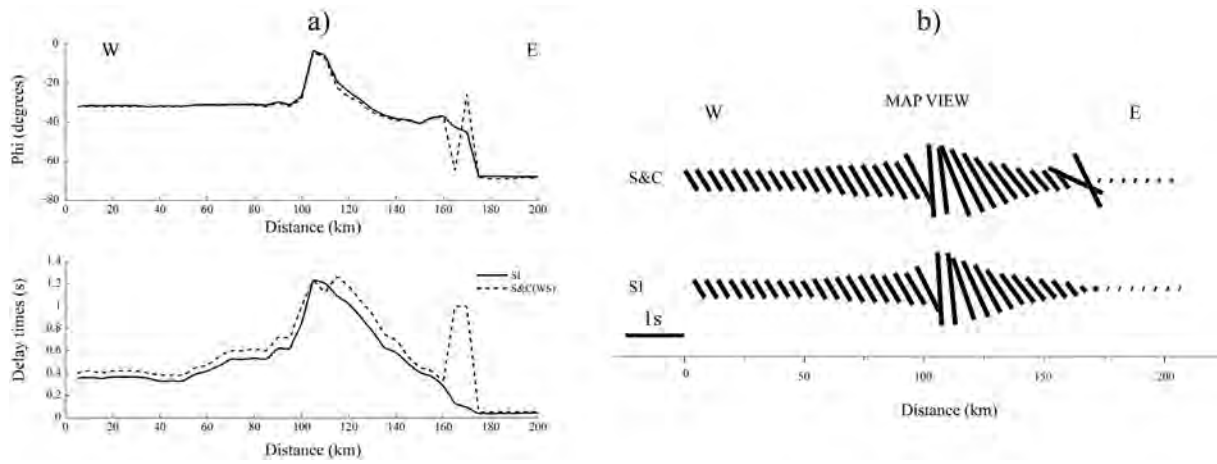


Figure 12: Model with an initially isotropic structure. a) Fast polarization directions and splitting delays in a profile normal to the plate boundary obtained through multichannel (SI, solid curve) and S&C (dotted curve) methods on synthetics computed with ray theory. b) Averaged splitting parameters represented in a map view. Direction and length of bars represent fast polarization directions and splitting delays respectively. Measurements performed with the S&C (top), the SI (bottom) methods.

The apparent splitting parameters along an E/W profile are shown in Figure 12 b. S&C measurements are presented at the top and multichannel ones at the bottom. Differences between the two methods are very small, except for the easternmost part of the model. Three domains may be clearly identified. First, a western domain with homogeneous NW/SE directions of polarization beneath the Pacific plate subparallel to the plate motion where delay times are rather homogeneous but increase slowly towards the center of the model. Around 100 km an abrupt transition is observed with a central domain where polarization directions are subparallel to the trend of the plate boundary and with large splitting delays. A gradational decrease in delay times and clockwise rotation of fast polarization directions characterizes the eastern domain.

As expected, since they correspond to a high frequency approximation, synthetics produced with ray theory result in sharper lateral variations of seismic anisotropy. In this case, the apparent width of the shear zone is around 30 km, starting approximately at 100 km along X. This width is in rather good agreement with the 40 km width defined by analyzing full-wave synthetic seismograms at different dominant periods (Figure 10). This consistency is also observed for the delay times. The larger splitting delays of ca. 1 s are located between 90 and 130 km in all cases.

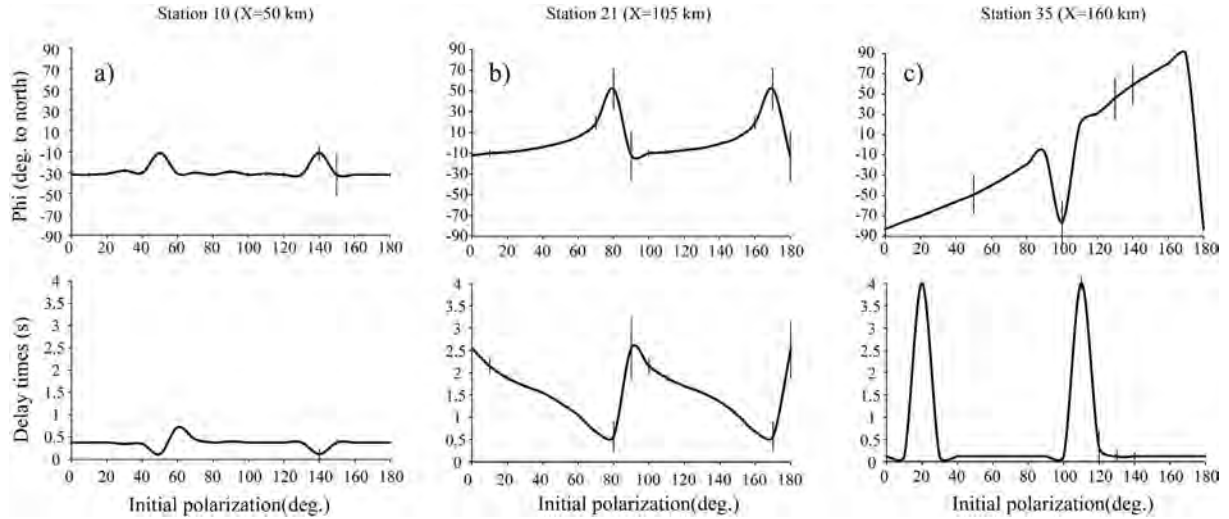


Figure 13: Model with an initially isotropic structure. Individual splitting parameters as a function of the initial polarization of the synthetic wave for (a) station 10 at km 50 on the Pacific plate; (b) station 21 at km 105, just above the plate boundary; and (c) station 35 at 160 km on the North America plate.

None of these approaches allows however recovering the vertical complexity of structures beneath the plate boundary. Figure 13 presents individual splitting measurements performed using the S&C method as a function of the initial polarization of the incoming wave. Figure 13a shows results from station 10, located in the Pacific plate far from the plate boundary. We can see that fast polarization directions and delay times are largely unaffected by changes in initial polarization. This is consistent with a single layer of anisotropy with directions of polarization of the fast waves close to N30°W and splitting delays of 0.5 s and hence coherent with the input model (Fig. 5-B). The two peaks observed at 50 and 150° of initial polarization correspond to the fast and slow direction of the medium; those directions are seen as isotropic by a propagating shear wave causing artifacts with the S&C method. Figure 13b presents results at station 21 located in the middle of the plate boundary. We observe large variations of the splitting parameters according to the initial polarization, with a 90 degrees periodicity (maxima at 80° and 170°). Such a pattern suggests a variation of anisotropy with depth and can be modeled as the presence of several layers of anisotropy (Silver & Savage, 1994). We observe thus at this station evidence for a vertically-varying anisotropic structure beneath the plate boundary. However, fit of the data by two anisotropic layers models using the method described in Bonnin *et al.* (2010) produce results inconsistent with the vertical variation of the olivine CPO and seismic anisotropy of the input model (Figure 4). This inconsistency implies that the analysis of the variation of the splitting parameters with back azimuth using simple 2-layer models cannot be used to unravel smoothly varying splitting parameters such as those present in our input model and that are probably common in the upper mantle.

Finally, Figure 13c shows results at the station 35 in the North America plate far from the boundary. We see that delay times are either very low or very high and polarization directions cover all the possible range of directions. This pattern is typical of “null” splitting measurements. It is therefore

consistent with the input model. However, an unambiguous determination of an apparently isotropic region using individual measurements requires an excellent azimuthal sampling, which is rarely available with real data.

North America initial CPO

Figure 14 shows the averaged splitting parameters determined using S&C analysis of synthetic shear waves calculated using the ray theory assumption and Wolfe & Silver (1998) stacking for a model in which the initial crystallographic fabrics were oriented as formed by differential motion between the North America plate and a static deep mantle. The most striking difference of the splitting parameter in Figure 14 relative to those in Figure 12b is the intensity of the anisotropy. Figure 14 shows large delay times (around 3s) almost everywhere in the model, due to the presence of strong olivine CPO (Figure 8) from the surface to 300 km depth. Our ability in deciphering the localization of the fault zone from delay times is poor limiting us to the analysis of variations in polarization directions.

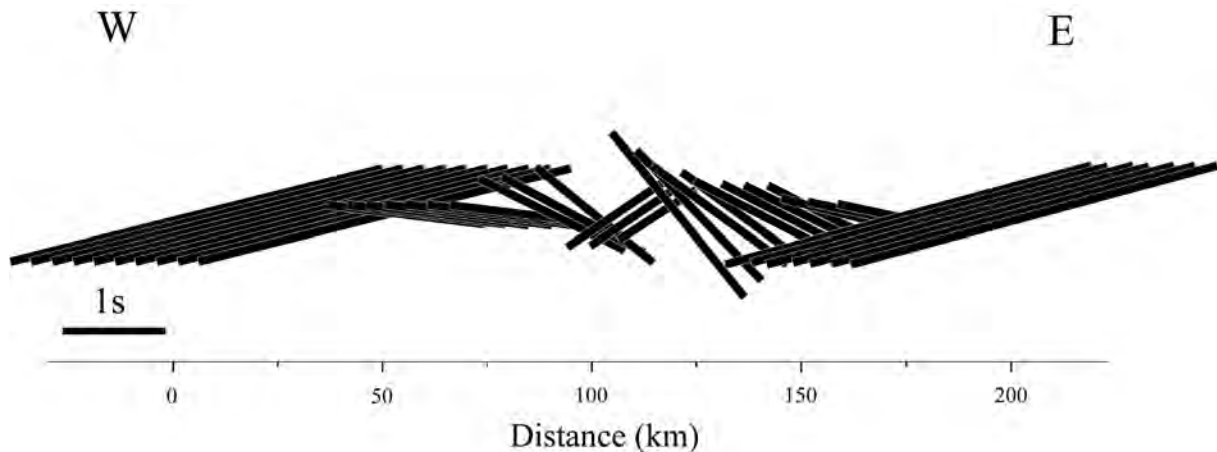


Figure 14: Averaged splitting measurements in map view for a model in which the initial crystallographic fabrics correspond to those formed by drag in response to the absolute motion of the North American plate. Measurements were performed using S&C method for synthetics computed under the assumption of the ray theory.

The easternmost part of the model is no longer isotropic, but shows strong NE/SW trending directions of polarization, in good agreement with the motion of the North America plate. The small amounts of deformation observed in this part of the model (Figure 3) allow for preservation of the initial crystallographic fabrics imposed to the model (Figure 8). Similar observations characterize the westernmost part of the model (from 0 to approximately 40 km). This indicates that deformation induced by the motion of the Pacific plate is not strong enough to reorient the initial crystallographic fabric on a significantly thick layer. In the remaining parts of the model, however, fast polarization directions are clearly different. They tend to be NW/SE on average, but display strong lateral variations, especially close to the plate boundary zone. In this area, deformation is strong enough to reorient the crystallographic fabrics. Analysis of these data suggests that the maximal lateral extent of the influence of the plate boundary deformation reaches ~100 km. This 100 km wide zone represents a domain in the initial model where finite shear strains are between 5 and 10%. However, the averaged

fast polarization directions in this part of the model are likely affected by the vertical variation of the anisotropy. Fast polarizations with no direct link to the olivine CPO in the input model are observed in particular above the plate boundary. Once again we are not able to recover the input structure in the zones characterized by gradual changes in anisotropy patterns. From the analysis of these results we can see that the reorientation process in the central part of the model, in the plate boundary zone of influence, is relatively quick and can destroy a preexisting fabric in less than 5 Ma. On the other hand, deformation associated to the mantle drag does not seem strong enough to affect the initial fabrics.

Pacific initial CPO

Figure 15 shows the averaged splitting parameters determined with the S&C method, on synthetic seismograms calculated with ray theory in a model in which the initial crystallographic fabrics are oriented by deformation due to the velocity gradient between the Pacific plate and a static deep mantle, and stacked with Wolfe & Silver (1998) approach. Once again, delay times are extremely high (around 3s), since a strong initial olivine CPO is imposed in the upper 300 km of the model. NW/SE directions of polarization of the fast quasi-shear waves, which are consistent with the orientation of the [100] axes of the olivine in the initial crystallographic fabric, are observed everywhere, except just above the plate boundary where fast polarizations are rotated into a more N/S orientation. Fast polarization directions in the eastern and central parts of the model do not differ much from those obtained with an initially-isotropic model (Figure 12b). They are however very different from those

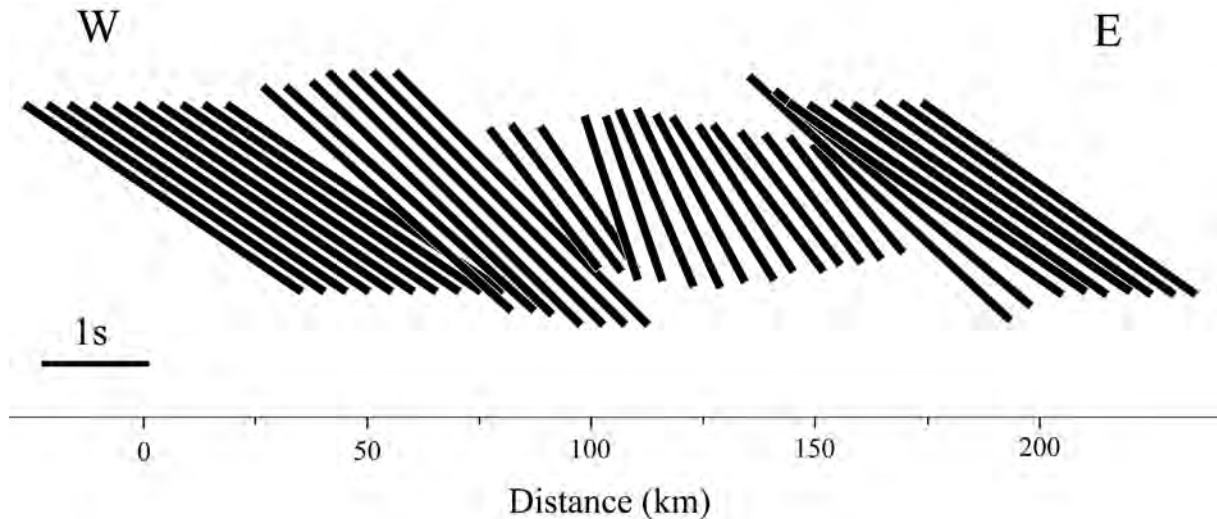


Figure 15: Same as Figure 14, but for a model in which the initial crystallographic fabrics correspond to those formed by drag in response to the absolute motion of the Pacific plate.

obtained in the model with an initial “North America” fabric (Figure 14). This suggests that finite strains associated with the modeled plate boundary configuration are high enough beneath the faster moving Pacific plate and the plate boundary to produce a distinctive anisotropy signal in 5 Ma when the initial fabric is isotropic or coherent with the imposed deformation, but not when it is a high angle to the latter. 5 Ma of constant deformation according to the modeled plate boundary configuration

cannot therefore reorient the mantle fabric beneath North America from a Pacific-like to a North America-like trend. The hypothesis of progressive rotation of the fast polarization directions in the Great Valley region as a consequence of the westward displacement of the plate boundary, leading to reworking of Pacific-type crystallographic fabrics in the sublithospheric mantle through drag by North American absolute plate motion (Bonnin *et al.*, 2010) should likely be discarded in the light of these results.

3.1.4. Discussion

The characterization of the lateral and vertical dimensions of the strike-slip boundaries is still a major issue. Our forward models of deformation and resulting seismic anisotropy in a migrating strike-slip plate boundary provide some insight into the potential seismic anisotropy measurements to decipher the structure of such plate boundaries in the upper mantle.

3.1.4.1 Migration of the plate boundary and reorientation of crystallographic fabrics in the sublithospheric mantle

In this present section, we focus on the asthenospheric deformation induced by the motion of the plate relative the deep mantle (absolute plate motion, APM) and on the effect of the plate boundary migration in the APM reference frame. This type of deformation is particularly relevant for the San Andreas case, as it is one of the hypotheses for explaining the seismic anisotropy patterns observed at large-scale beneath California (Bonnin *et al.*, 2010).

In our models, asthenospheric deformation related to drag by the moving plates is clearly identified far from the plate boundary. It results in a NW/SE or an E/W orientation of the [100] crystallographic axes of the olivine beneath the Pacific and North American plates, respectively, and in vertical [010] axes (Figure 5). For the 5 Ma extrapolation used in this study, strength of the crystallographic fabrics is relatively weak (J index ~ 5 from Figure 6b), producing relatively low shear-waves anisotropy (around 4% for vertically propagating shear waves). However the weak anisotropy is balanced by the relative large thickness of this anisotropic layer (100-150 km, Figure 3b). As a consequence, splitting measurements for stations in the Pacific plate have delays of 0.5 s. These values are low compared to the 1.5 s measured by Bonnin *et al.* (2010). Pacific lithosphere in central California region is 50 Ma old, however, whereas olivine CPO in the models were calculated for 5 Ma of deformation.

Similarly, crystallographic fabrics associated with the motion of the North American plate are very weak and result in a medium which is close to isotropic for vertically propagating waves (Figure 5). Considering the North America APM, very long time spans would be necessary to produce the 1.5 s of delay observed in central California east of the plate boundary. Yet these calculations consider an initially random olivine CPO, while mantle rocks are long-lived and are never isotropic. On the other hand, the possible development of an asthenospheric window 5 to 9 million years ago rules out the preservation of simple fabrics controlled by the North American plate motion for very long time spans

in this region. The APM related origin of the anisotropy suggested beneath central California should thus be discarded. Active asthenospheric processes in relation with the opening of the asthenospheric window as proposed by Ozalaybey & Savage (1995) or with the sinking of the remnants of the Farallon slab as preferred by Hartog & Schwartz (2000, Hartog & Schwartz) are thus more plausible explanations for the observed splitting pattern. Anisotropy beneath central California may also result from the velocity gradient between an active asthenospheric flow and the APM of the North America and Pacific lithospheres as proposed by Silver & Holt (2002).

In their study, Bonnin *et al.* (2010) propose the smooth rotation of the directions of polarization in the Great Valley to be a consequence of a progressive reorientation of crystallographic fabrics in the sublithospheric mantle. Westward migration of the plate boundary would result in reorientation of olivine CPO formed in response to the motion of the Pacific plate towards a new orientation coherent with the shearing induced by westward motion of the North American plate. The present models show however that the motion of the North America plate is too slow to allow for effective reorientation of a preexisting fabric. The models with different inherited crystallographic fabrics in the mantle confirm this observation, as the anisotropic signal in the easternmost part of the model always corresponds to the initial crystallographic fabric (Fig. 8 & 9). In contrast, the deformation associated with the plate boundary fully reorients the initial crystallographic fabrics down to asthenospheric depths in the vicinity of the fault zone. Strong coupling between the lithosphere and the asthenosphere thus likely control the reorientation of the sublithospheric mantle fabrics during progressive westward motion of the Pacific/North America system in our model.

3.1.4.2 Lateral extent of the plate boundary-related deformation

Analysis of the finite strain and strain rate distributions in the thermo-mechanical model (Figure 3a) shows that deformation associated to the strike-slip plate boundary is accommodated in an asymmetric zone, with a sharp limit on the Pacific side. Strain rate gradients are more diffuse to the east of the America plate. The definition of the eastern limit of the plate boundary at depth is therefore ambiguous. If an equivalent strain rates higher than $2.5 \cdot 10^{-15} \text{ s}^{-1}$ is used to define the thickness of the plate boundary zone it would be of 40 km. However, weak strike-slip deformation is still observed in the north American lithospheric mantle up to 75 km away from the plate boundary. Modeled olivine CPO at 150 km depth (Figure 7b) suggests, in the middle of the model, a domain characterized by rapid rotation of the maximum [100] axes directions between c.a. 75 km to 150 km along the X direction. This domain presents close to N/S directions of the [100] axes and thus defines a 75 km wide zone corresponding to the plate boundary extent.

Splitting measurements on synthetic waves calculated with either a ray or a full-wave theory show that the expression of lateral variations in seismic anisotropy due to changes in deformation in the FE model are more sharply observed in ray theory synthetic seismograms (Figure 12), which correspond

to infinite frequency waves. However, in full-wave synthetic seismograms, which are more representative of actually observed *SKS* waves, the apparent plate boundary extent is broader (Figure 10 and 11).

SKS splitting measurements performed in central California using the S&C method show that the signature of the San Andreas transform fault system is only observed within 50 km of the plate boundary. It is characterized by a 90° periodicity that indicates a variation with depth of the seismic anisotropy, which was modeled as two layers of anisotropy, with an upper layer characterized by fast polarizations parallel to the fault trend (Ozalaybey & Savage, 1995, Bonnin *et al.*, 2010).

These observations are in relatively good agreement with the results of our thermomechanical models, showing that the anisotropy associated to the plate boundary may extend up to 75 km away from the plate boundary. In central California, Bonnin *et al.* (2010) determined, from the analysis of variations of individual splitting parameters as a function of distance to the major faults at the surface, that, at the base of the lithosphere, the anisotropy related to the strike-slip dynamics extends over approximately 40 km beneath the faults. *Pn* waves anisotropy data (Hearn, 1996) or eikonal tomography (Lin *et al.*, 2009) imply, on the other hand, that the strike-slip related deformation beneath central California affects a broader region of the North American plate, up to 150 km away from the plate boundary. A broad strike-slip related deformation zone on the North American plate is indeed predicted by the thermo-mechanical models, due to the asymmetry in the initial thermal structure of the two plates. The extreme extent and the intensity of the deformation inferred from surface wave studies is however not compatible with our thermomechanical models. The very broad strike-slip related deformation zone inferred from these data is also not consistent with *SKS* splitting measurements performed beneath the Great Valley and Sierra Nevada that systematically show E/W trending fast polarization directions and no significant back-azimuthal variations (Ozalaybey & Savage, 1995, Hartog & Schwartz, 2000, Hartog & Schwartz, 2001, Polet & Kanamori, 2002, Bonnin *et al.*, 2010). This discrepancy may result from a poor lateral resolution of surface waves data and by trade-offs between anisotropy and heterogeneity effects on *Pn* data. It might also record the inability of *SKS* splitting to detect a relatively thin anisotropic layer characterized by a strike-slip related fabric. However, such a layer is not observed in the thermo-mechanical models.

The asymmetry in the strain rate distribution in the thermo-mechanical models (Figure 3a) results from the lateral variation of the initial geotherm, the North American plate close to the plate boundary bearing a thermal anomaly that represents the perturbation caused by the opening, beneath coastal California, of an asthenospheric window in response to the northward migration of the Mendocino Triple Junction. Since most of the stations are located on the North America plate, we cannot test if this asymmetry is present or not in the San Andreas Fault system, but the lateral extension of the domain bearing a depth-dependent anisotropy east of the fault is consistent with a rather gradual change in deformation kinematics. Such a diffuse plate boundary is in accordance with the model

proposed by Teyssier & Tikoff (1998) for the San Francisco Bay area. In the light of the present results, one may also speculate that variations in the seismic anisotropy pattern along the plate boundary, such as the lack of fast polarizations parallel to the plate boundary in southern California (Liu *et al.*, 1995), may record changes in the thermal structure of the plates.

3.1.4.3 Vertical resolution of seismic anisotropy data

Poor vertical resolution is a major issue of seismic anisotropy studies based on vertically propagating shear-waves, like *SKS*. By analyzing the splitting of synthetic shear waves propagating in a medium with a known anisotropic structure we can determine the effect of both lateral and vertical variations in the anisotropic properties of the medium on the measured seismic anisotropy.

In the models, deformation related to the dynamics of the plate boundary is essentially accommodated within the lithosphere, i.e. above 100 km depth. Strain rates are however still high at 150 km depth, where finite strains are > 0.05 after 0.5 Ma (Figure 3). These large strain rates induce development of strong crystallographic fabrics and seismic anisotropy in the lithospheric mantle beneath the plate boundary (Figure 16). The strength of olivine CPO and the seismic anisotropy decrease however in the sublithospheric mantle (Figure 6c). They are also progressively reoriented, with the maximum concentration of olivine [100] axes remaining subhorizontal, but rotating from a N/S to a NW/SE orientation and the maximum concentration of [010] being dispersed in a NW/SW plane. The plate boundary is therefore characterized by a gradual variation of seismic anisotropy with depth (Figure

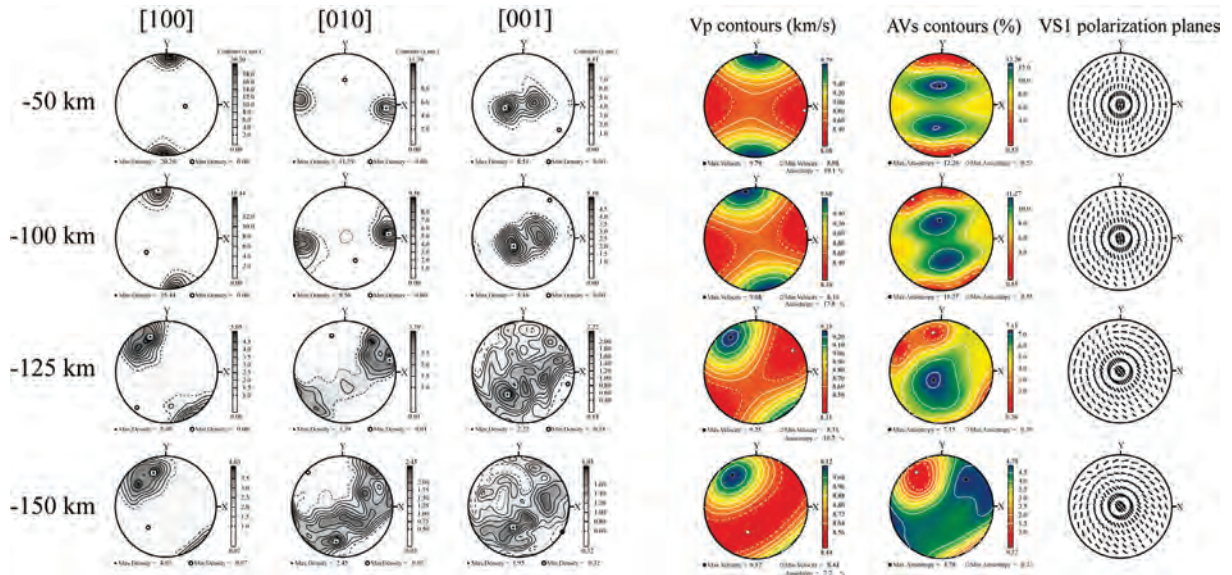


Figure 16: Olivine crystal preferred orientations and seismic properties at different depths beneath the plate boundary calculated by extrapolating the thermo-mechanical model strain rate field for 5 Ma. Data is presented as lower hemisphere equal area stereographic projections in the thermo-mechanical model reference frame. Lowest contour is indicated by a dashed line. Minimum and maximum values are indicated by an open circle and a solid square, respectively. CPO contours in multiples of a uniform distribution.

16). This rotation results from a progressive transition at depth from N/S strike-slip deformation to NW/SE horizontal shearing. This transition is clearly less sharp than the one proposed by Bonnin *et al.* (2010) for the San Andreas Fault zone. Yet it induces, as expected, a backazimuthal variation of the splitting parameters ϕ and δt with a 90° periodicity (Figure 13b). Such variations indicate a vertically complex anisotropy and are classically interpreted in terms of two layers of anisotropy (Silver & Savage, 1994). Nonetheless, our attempts to fit the modeled splitting observations using a two-layer anisotropic model produced models inconsistent with the crystallographic fabrics observed beneath the plate boundary. The fact that two-layer models consistently fit *SKS* splitting observations at stations in the vicinity of the San Andreas Fault in central California seems therefore to require a much sharper transition between the lithosphere and the asthenosphere deformations and therefore the presence of a zone of decoupling. *S* to *P* receiver functions, which detect the lithosphere/asthenosphere boundary, performed in California (Li, 2007) tend to confirm this hypothesis, since a highly energetic pulse, in accordance with sharp horizons, is observed close to plate boundary.

Finally, the average 0.7 s of splitting delay determined for the upper layer that records the anisotropy related to the San Andreas Fault in Bonnin *et al.* (2010) is much smaller than the delay times predicted for stations above the fault in the model. Shear waves propagating through a 100 km thick layer with a polarization anisotropy of 8% would produce 1.5 to 2 seconds of splitting, i.e., twice the delays observed in central California. The fact that in the models, the highly deformed zone associated to the plate boundary is only 20 km wide and represents therefore only a small part of the volume that can be sampled with long period *SKS* waves may partially explain this discrepancy. Indeed, delay times determined on full-wave synthetic seismograms are actually not higher than 1 s (Figure 10).

3.1.5. Conclusion

Splitting measurements performed during the last decades in central California revealed two major features concerning the deformation of the mantle beneath this region. i) In the vicinity of the San Andreas Fault system several studies concluded to the presence of two anisotropic layers: an upper, lithospheric layer associated with the deformation induced by the relative motions across the plate boundary, and a lower, asthenospheric layer associated with the horizontal shearing caused by post-subduction processes and/or by the plate motion relative to the deeper mantle. Such a structure implies a lithospheric extent for the SAF and also a decoupling of the deformation between the lithosphere and the asthenosphere beneath the plate boundary. ii) A smooth rotation of the fast polarization directions from NW/SE on the Pacific side to NE/SW in the Sierra Nevada domain that can be explained either by the convolution between the deformation produced by an active asthenospheric flow and the shear associated with absolute plate motion of the North America lithosphere or by a progressive reorientation of the olivine crystallographic fabrics in the asthenosphere induced by the westward migration of the plate boundary.

In the present study, we address the problem of the vertical and lateral extent of the deformation beneath the Pacific/North America plate boundary and the observed rotation of the fast polarization directions. Our approach combines the thermomechanical modeling of a migrating strike-slip plate boundary, the modeling of the CPO evolution and of the resulting 3D elastic properties of the mantle and the modeling of synthetic shear-waves through this model. The resulting shear-wave splitting analyses allows then for a comparison of the model with the anisotropy measurements performed in central California.

Splitting measurements performed from synthetics recorded at the plate boundary show clear backazimuthal dependences of the splitting parameters that are consistent with vertical complexities of the anisotropic properties of the model. We show from CPO description that this complexity is caused by the combination at asthenospheric depths of strike-slip dynamics associated to the plate boundary and horizontal shearing due to the general westward motion of the lithospheres. We were however not able to retrieve relevant two layers models using conventional techniques. This is probably because of the smooth vertical and lateral variations of the anisotropic properties in the vicinity of the plate boundary that do not individualize two anisotropic layers. As a consequence, consistency of the two layers models inferred in central California should thus reside in a decoupling, sharper than in our model, between the strike-slip signal in the lithosphere and a horizontally foliated medium in the asthenosphere.

The weak anisotropy measured in the easternmost part of the model after the modeling of 5 Ma of crystallographic fabric evolution (resulting in less than 0.2 s of delay time) shows that the passive, westward motion of the North America plate in central California cannot explain, alone, the 1.5 s of delay time observed for the asthenospheric layer in the direct vicinity of the SAF, especially considering that the SAF developed in this region in less than 10 Ma. This thus leads us to propose that anisotropy observed east of the San Andreas Fault in central California has to involve an active flow in the asthenosphere as previously evoked by several studies. This, combining to the pervasive deformation associated to the strike-slip dynamics of the plate boundary, failed to produce smooth reorientation of the crystallographic fabrics from the fault zone to the easternmost part of the model.

The splitting analysis of full-wave synthetics, that takes into account the finite frequency effect of seismic waves, also evidences limitations: despite strong variations in the intensity and in the directions of anisotropy through the model, especially in the vicinity of the fault, the accurate location of the plate boundary from the analysis of the full-wave synthetics is not straightforward since we do not observe abrupt variation in the splitting parameters at neighboring stations from these synthetic waves while it is generally the case for splitting measurements performed from real *SKS* dataset.

References:

Atwater, T., 1970. Implications of plate tectonics for the Cenozoic tectonic evolution of the Western North America., *Geol. Soc. Am. Bull.*, 81, 3513-3536.

- Bai, Q., Mackwell, S.J. & Kohlstedt, D.L., 1991. High-temperature creep of olivine single crystals, I, Mechanical results for buffered samples, *J. Geophys. Res.*, 96, 2441-2463.
- Ben Ismail, W. & Mainprice, D., 1998. An olivine fabric database: An overview of upper mantle fabrics and seismic anisotropy, *Tectonophysics*, 296, 145-157, doi:10.1016/S0040-1951(98)00141-3
- Bonnin, M., Barruol, G. & Bokelmann, G.H.R., 2010. Upper mantle deformation beneath the North American-Pacific plate boundary in California from SKS splitting, *J. Geophys. Res.*, 115, B04307, doi:10.1029/2009JB006438.
- Chéry, J., Zoback, M.D. & Hassani, R., 2001. An integrated mechanical model of the San Andreas fault in central and northern California, *J. Geophys. Res.*, 106, 22051-22066, doi:10.1029/2001JB000382.
- Chéry, J., Zoback, M.D. & Hickman, S., 2004. A mechanical model of the San Andreas fault and SAFOD pilot hole stress measurements, *Geophys. Res. Lett.*, 31, doi:10.1029/2004GL019521.
- Chevrot, S., 2000. Multichannel analysis of shear wave splitting, *J. Geophys. Res.*, 105, 21579-21590, doi:10.1029/2000JB900199.
- Chevrot, S., 2006. Finite-frequency vectorial tomography: a new method for high-resolution imaging of the upper mantle anisotropy, *Geophys. J. Int.*, 165, 641-657, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.02982.x.
- Chevrot, S., Favier, N. & Komatitsch, D., 2004. Shear wave splitting in three-dimensional anisotropic media, *Geophys. J. Int.*, 159, 711-720, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02432.x.
- Cundall, P.A. & Board, M., 1988. A microcomputer program for modelling large-strain plasticity problems. in *6th International Conference in Numerical Methods in Geomechanics*, pp. 2101-2108, eds Swoboda, G. & Balkema, A. A., Brookfield, Vt.
- Dickinson, W.R., 1997. Tectonic implications of Cenozoic volcanism in coastal California, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 109, 936-954.
- Dickinson, W.R. & Snyder, W.S., 1979. Geometry of the subducted slabs related to the San Andreas transform, *J. Geol.*, 87, 609-627.
- Favier, N. & Chevrot, S., 2003. Sensitivity kernels for shear wave splitting in transverse isotropic media, *Geophys. J. Int.*, 153, 213-228, doi:10.1046/j.1365-246X.2003.01894.x.
- Fontaine, F.R., Barruol, G., Tommasi, A. & Bokelmann, G.H.R., 2007. Upper mantle flow beneath French Polynesia from shear-wave splitting, *Geophys. J. Int.*, 170, 1262-1288, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03475.x.
- Gripp, A.E. & Gordon, R.B., 2002. Young tracks of hotspots and current plate velocities, *Geophys. J. Int.*, 150, 321-361, doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01627.x.
- Hammond, J.O.S., Kendall, J.M., Angus, D. & Wookey, J., 2010. Interpreting spatial variations in anisotropy: insights into the Main Ethiopian Rift from SKS waveform modelling, *Geophys. J. Int.*, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04587.x.
- Harmon, N., Forsyth, D.A. & Fischer, K.M., 2004. Variations in shear wave splitting in young Pacific seafloor, *Geophys. Res. Lett.*, 31, doi:10.1029/2004GL020495.
- Hartog, R. & Schwartz, S., 2000. Subduction-induced strain in the upper mantle east of the Mendocino triple junction, California., *J. Geophys. Res.*, 105, 7909-7930, doi:10.1029/1999JB900422.
- Hartog, R. & Schwartz, S., 2001. Depth-dependent mantle anisotropy below the San Andreas fault system: apparent splitting parameters and waveforms, *J. Geophys. Res.*, 106, 4155-4167, doi:10.1029/2000JB900382.
- Hassani, R., Jongmans, D. & Chéry, J., 1997. Study of plate deformation and stress in subduction processes using two-dimensional numerical models, *J. Geophys. Res.*, 102, 17951-17965, doi:10.1029/97JB01354.
- Hearn, T.M., 1996. Anisotropic Pn tomography in the western United States, *J. Geophys. Res.*, 101, 8403-8414, doi:10.1029/96JB00114.
- Hess, H.H., 1964. Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *Nature*, 203, 629-631.
- Komatitsch, D. & Tromp, J., 1999. Introduction to the spectral-element method for 3-D seismic waves propagation, *Geophys. J. Int.*, 139, 806-822, doi:10.1046/j.1365-246x.1999.00967.x.

- Kumazawa, M. & Anderson, O.L., 1969. Elastic moduli, pressure derivatives and temperature derivatives of single crystal olivine and single crystal forsterite, *J. Geophys. Res.*, 74, 5961-5980, doi:10.1029/JB074i025p05961.
- Lebensohn, R.A. & Tomé, C.N., 1993. A self-consistent anisotropic approach for the simulation of plastic deformation and texture development of polycrystals: application to zirconium alloys, *Acta metall.mater.*, 41, 2611-2624, doi:10.1016/0956-7151(93)90130-K.
- Li, X., 2007. The lithosphere-asthenosphere boundary beneath the western United States., *Geophys. J. Int.*, 170, 700-710, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03428.x.
- Lin, F.C., Ritzwoller, M.H. & Snieder, R., 2009. Eikonal Tomography: Surface wave tomography by phase-front tracking across a regional broad-band seismic array, *Geophys. J. Int.*, 177, 1091-1110, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04105.x.
- Liu, H.L., Davis, P.M. & Gao, S., 1995. SKS splitting beneath southern California, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 767-770, doi:10.1029/95GL00487.
- Mainprice, D., 1990. A FORTRAN program to calculate seismic anisotropy from the lattice preferred orientation of minerals, *Computers & Geosciences*, 16, 385-393.
- Mainprice, D., Tommasi, A., Couvy, H. & Cordier, P., 2005. Pressure sensitivity of olivine slip systems and seismic anisotropy of earth's upper mantle, *Nature*, 433, 731-733, doi:10.1038/nature 03266.
- Monteiller, V. & Chevrot, S., 2011. High-resolution imaging of the deep anisotropic structure of the San Andreas Fault system beneath southern California, *Geophys. J. Int.*, doi:10.1111/j.1365-246X.2011.05082.x.
- Ozalaybey, S. & Savage, M.K., 1994. Double-layer anisotropy resolved from *S* phases, *Geophys. J. Int.*, 117, 653-664, doi:10.1111/j.1365-246X.1994.tb02460.x.
- Ozalaybey, S. & Savage, M.K., 1995. Shear wave splitting beneath the western United States in relation to plate tectonics, *J. Geophys. Res.*, 100, 18135-18149, doi:10.1029/95JB00715.
- Polet, J. & Kanamori, H., 2002. Anisotropy beneath California: shear wave splitting measurements using a dense broadband array, *Geophys. J. Int.*, 149, 313-327, doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01630.x.
- Savage, M.K., 1999. Seismic anisotropy and mantle deformation: What have we learned from shear wave splitting?, *Rev. Geophys.*, 37, 65-106, doi:10.1029/98RG02075.
- Savage, M.K., Tommasi, A., Ellis, S. & Chéry, J., 2007. Modeling strain and anisotropy along the Alpine fault, South Island, New Zealand, In: *A Continental Plate Boundary: Tectonics at South Island, New Zealand. D. Okaya, T. Stern & F. Davey (eds.), American Geophysical Union, Geophysical Monograph Series*, 175, 289-305.
- Silver, P.G., 1996. Seismic anisotropy beneath the continents: Probing the depths of geology, *Annual Review of the Earth and Planetary Sciences*, 24, 385-432.
- Silver, P.G. & Chan, W.W., 1991. Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation, *J. Geophys. Res.*, 96, 16429-16454, doi:10.1029/91JB00899.
- Silver, P.G. & Holt, W.E., 2002. The mantle flow field beneath western North America, *Science*, 295, 1054-1057.
- Silver, P.G. & Savage, M.K., 1994. The interpretation of shear-wave splitting parameters in the presence of two anisotropic layers, *Geophys. J. Int.*, 119, 949-963, doi:10.1111/j.1365-246X.1994.tb04027.x.
- Teanby, N.A., Kendall, J.M. & van der Baan, M., 2004. Automation of shear-wave splitting measurements using cluster analysis, *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 94, 453-463.
- Teyssier, C. & Tikoff, B., 1998. Strike-slip partitioned transpression of the San Andreas fault system: a lithospheric-scale approach, *Geol. Soc. London, Spec. Publ.*, 135, 143-158.
- Tommasi, A., 1998. Forward modeling of the development of seismic anisotropy in the upper mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 160, 1-13, doi:10.1016/S0012-821X(98)00081-8.
- Tommasi, A., Mainprice, D., Canova, G. & Chastel, Y., 2000. Viscoplastic self-consistent and equilibrium-based modeling of olivine lattice preferred orientations. Implications for the upper mantle seismic anisotropy, *J. Geophys. Res.*, 105, 7893-7908, doi:10.1029/1999JB900411.

- Tommasi, A., Tikoff, B. & Vauchez, A., 1999. Upper mantle tectonics: three-dimensionnal deformation, olivine crystallographic fabrics and seismic properties, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 168, 173-186, doi:10.1016/S0012-821X(99)00046-1.
- Wenk, H.R., Bennett, K., Canova, G.R. & Molinari, A., 1991. Modelling plastic deformation of peridotite with the self-consistent theory, *J. Geophys. Res.*, 96, 8337-8349.
- Wolfe, C. & Silver, P.G., 1998. Seismic anisotropy of oceanic upper mantle: Shear wave splitting methodologies and observations, *J. Geophys. Res.*, 103, 749-771.
- Wolfe, C.J. & Solomon, S.C., 1998. Shear wave splitting and implication for mantle flow beneath the MELT region of the East Pacific Rise, *Science*, 280, 1230-1232.
- Wüstefeld, A., Al-Harrasi, O., Verdon, J., Wookey, J. & Kendall, J.M., 2010. A strategy for automated analysis of passive microseismic data to image seismic anisotropy and fracture characteristics, *Geophysical prospecting*, 58, 755-773, 10.1111/j.1365-2478.2010.00891.x.
- Wüstefeld, A. & Bokelmann, G.H.R., 2007. Null detection in shear-wave splitting measurements, *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 97, 1204-1211.

Table Captions:

Table 1: Physical parameters used in the simulations.

	Quartzite	Dry diabase plg-rich	Dry diabase cpx-rich	Dry dunite
Density (kg.m^{-3})	2.7e3	2.8e3	2.8e3	3.3e3
Young modulus (Pa)	1.e11	1.e11	1.e11	1.e11
Poisson ratio	0.25	0.25	0.25	0.25
Fluidity γ ($\text{Pa}^{-n} \text{s}^{-1}$)	1.10e-28	1.20e-26	3.41e-28	7.24e-18
Activation energy Q ($\text{kJ.mol}^{-1}.\text{K}^{-1}$)	223	485	445	530
Stress exponent n	3.5	3.5	3.5	3.5
Power law breakdown stress	-	1000	1000	500
Reference stress s_0 (MPa)	-	8.5e9	8.5e9	8.5e9
Reference strain rate $\dot{\epsilon}_0$ (s-1)	-	8.55e11	8.55e11	8.55e11
Thermal conductivity k (W.m^{-1})	2.7	2.7	2.7	3.5

Table 2: Olivine slip systems' critical resolved shear stresses and stress exponents used in VPSC calculations.

Slip Systems	CRSS	Stress exponent
(010)[100]	1	3
(001)[100]	1	3
(010)[001]	2	3
(100)[001]	3	3
{011}[100]	4	3
{111}[110]	50	3
{111}[011]	50	3

3.2 Effet de la durée d'extrapolation des vitesses de déformation sur les propriétés anisotropes

Les propriétés anisotropes présentées dans l'article découlaient principalement de fabriques cristallographiques produites en extrapolant pendant 5 Ma les vitesses de déformation obtenues à la fin de la modélisation thermomécanique. Comme expliqué dans l'article, la durée d'extrapolation choisie correspond à l'âge du passage du point triple de Mendocino dans la zone d'étude et donc au début du fonctionnement en décrochement de la limite de plaques [Atwater, 1970; Dickinson et Snyder, 1979]. Dickinson [1997] estime que l'arrivée du point triple à proximité de la Baie de San Francisco s'effectue entre -10 et -5 Ma. Or, le passage de ce point triple est associé à la subduction sous la plaque Nord Amérique de la dorsale océanique séparant les lambeaux de la plaque Farallon de la plaque Pacifique, ce qui a eu pour conséquence l'ouverture d'une fenêtre asthénosphérique [Thorkelson et Taylor, 1989; Severinghaus et Atwater, 1990]. Ce processus est généralement associé à une remontée de matériel peu dense et à des épisodes de volcanisme important [Dickinson, 1997] qui viennent perturber durablement la structure du manteau et potentiellement remettre à zéro les fabriques cristallographiques préexistantes. En supposant un rééquilibrage rapide du manteau, on peut estimer que depuis une possible destruction des fabriques cristallographiques par l'arrivée de matériel chaud, l'asthénosphère sous la Californie centrale a subi le cisaillement de la lithosphère Nord Amérique pendant 5 à 10 Ma. Par conséquent, les 5 millions d'années d'extrapolation du champ de vitesse de déformations représentent une limite inférieure de la quantité de déformation reçue par l'asthénosphère. Extrapoler les vitesses de déformation d'ADELI sur 10 millions d'année nous donnerait par conséquent la limite supérieure de ce qu'a pu subir le manteau depuis la mise en place de la faille de San Andreas.

3.2.1. Orientations Préférentielles de Réseau (OPR) et propriétés élastiques

Dans ce paragraphe nous comparerons les propriétés anisotropes modélisées obtenues après 5 et 10 millions d'années d'extrapolation des vitesses de déformation. Nous nous limiterons à l'étude de trois zones clefs du modèle thermo mécanique, à savoir, l'asthénosphère à l'Ouest de la limite de plaque, où la déformation découle du cisaillement induit par le déplacement de la lithosphère au-dessus d'un milieu à plus faible viscosité ; l'asthénosphère à l'Est de la limite de plaques, dont la déformation découle des mêmes processus; la limite de plaque, où la dynamique décrochante de la zone de faille associée au déplacement des lithosphères vers l'Ouest induit une déformation dont les caractéristiques varient rapidement verticalement et latéralement. Ces trois zones sont représentatives des trois grands domaines décrits dans la section 3.2 et donnent donc un bon aperçu des propriétés anisotropes observées dans le modèle.

La Figure 3.1 propose une comparaison des propriétés anisotropes obtenues à 5 (a) et 10 millions d'années (b) dans l'asthénosphère « Pacifique » du modèle (zone B, Figure 3 de l'article), à environ 150 kilomètres de profondeur et pour une zone d'approximativement 50 kilomètres de long. Les trois

projections stéréographiques (hémisphère inférieur) situées en haut et dont le plan équatorial correspond à l'horizontale présentent les orientations des axes [100] [010] et [001] de l'olivine dans le référentiel du modèle (c.à.d. Y vers le Nord, X vers l'Est). Les trois figures de pôles situées en dessous présentent quant à elles, à gauche, la vitesse des ondes P , au milieu, le pourcentage d'anisotropie des ondes S et à droite, les plans de polarisation de l'onde qSI (barres) avec le pourcentage d'anisotropie des ondes S . Dès 5 millions d'années (Figure 3.1a), et comme évoqué dans la section 3.2, se développe une fabrique cristallographique relativement forte (densité proche de 5 pour les axes [100]) avec par conséquent des directions d'orientation préférentielles bien marquées. Les axes [100], qui indiquent la linéation dans un milieu déformé, sont majoritairement orientés NW/SE dans le plan horizontal. Les axes [010] se trouvant majoritairement à la verticale de cette direction, et dans l'hypothèse de l'activation du système de glissement (010) [100], on peut en déduire que le milieu présente une

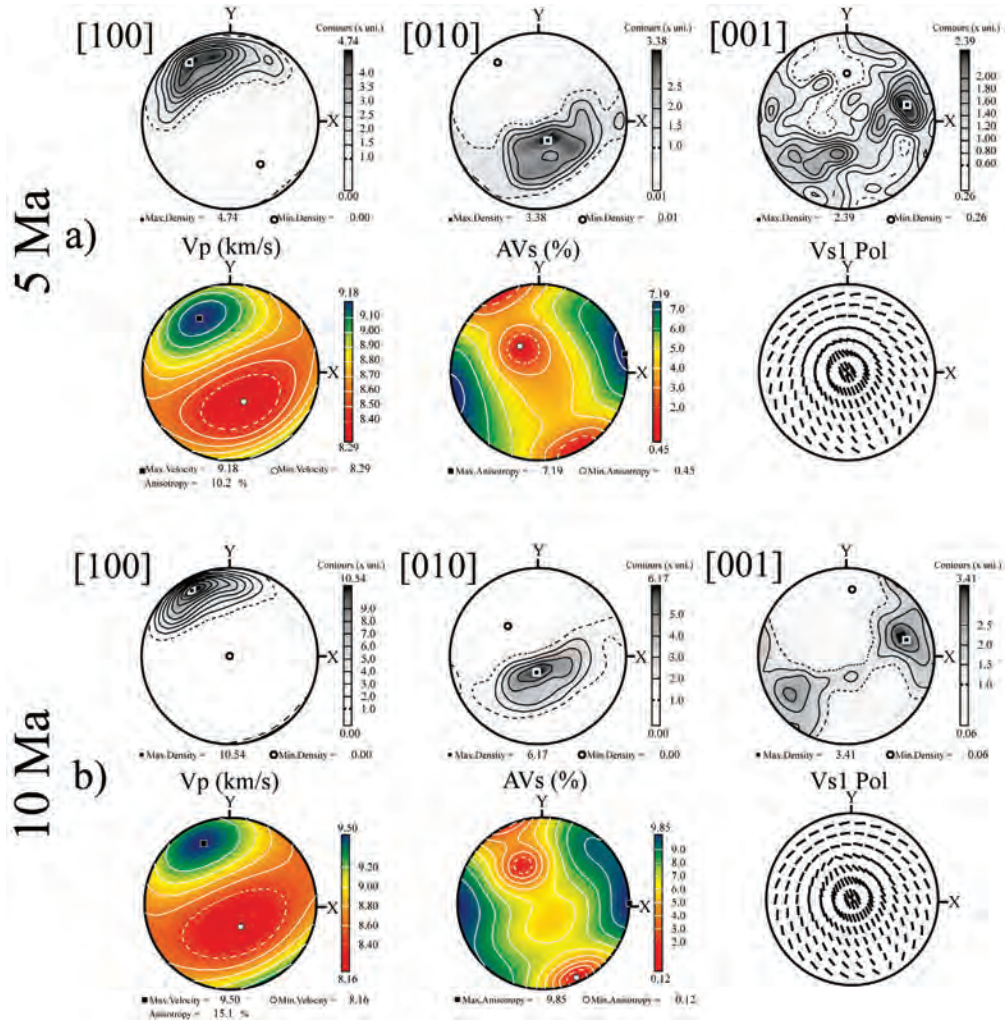


Figure 3.1: Stéréogrammes présentant, en haut, les orientations des axes cristallographiques des cristaux d'olivine des agrégats utilisés pour la modélisation du développement des fabriques cristallographiques; en bas, propriétés physiques issues de ces orientations cristallographiques pour des éléments situés sous la partie Pacifique du modèle. a) pour 5 Ma d'extrapolation des vitesses de déformation d'ADELI; b) pour 10 Ma d'extrapolation des vitesses de déformation d'ADELI.

foliation horizontale à linéation NW/SE bien compatible avec un cisaillement horizontal [Tommasi, *et al.*, 1999] induit par le déplacement de la lithosphère « Pacifique » au-dessus d'une asthénosphère passive et moins visqueuse. Il est intéressant de noter que cette OPR est produite pour moins de 10% de déformation dans le milieu (cf. Figure 2b de l'article) et que l'anisotropie induite pour les ondes de cisaillement atteint au maximum 7%. L'anisotropie réellement perçue par des ondes sismologiques téléseismiques ou par des synthétiques se propageant verticalement est cependant plus faible (entre 3 et 4%) car ils échantillonnent le domaine central des figures de pôle. Le stéréogramme de droite présentant les plans de polarisation montre enfin que l'onde rapide (*qSI*) produite par une onde se propageant avec un angle d'incidence très faible sera polarisée dans une direction proche de la direction d'orientation de l'axe [100], c'est à dire NW/SE, ce qui est tout à fait en accord avec les analyses de biréfringences montrées dans l'article. La Figure 3.1b nous présente les fabriques cristallographiques obtenues après 10 millions d'années d'extrapolation des vitesses de déformation d'ADELI. On y voit clairement une augmentation de la force de la fabrique, notamment en ce qui concerne les axes [100], qui passent d'une densité d'environ 5 à 5 Ma, à plus de 10 pour 10 Ma. Les axes [001] qui ne présentaient pas de direction d'orientation préférentielle claire à 5 Ma sont désormais majoritairement orientés perpendiculairement aux axes [100] et sont contenus dans le plan de foliation. Cette augmentation de la force de l'OPR se traduit naturellement par une augmentation de la magnitude de l'anisotropie du milieu perçue par des ondes de cisaillement, qui atteint maintenant une valeur proche de 10% pour des ondes se propageant parallèlement aux axes [001] mais qui chute à des valeurs d'environ 6% pour des ondes se propageant verticalement. Une telle valeur d'anisotropie appliquée à l'épaisseur du milieu concerné par ce type de fabrique, à savoir environ 50 km, peut néanmoins produire aux alentours de 0,5 s de déphasage ce qui est loin d'être négligeable. Le stéréogramme situé en bas à droite montre à nouveau que les ondes *qSI* produites par des ondes se propageant quasi verticalement sont polarisées parallèlement à l'orientation des axes [100].

Si les principales différences entre les fabriques à 5 et 10 Ma résident dans l'augmentation des concentrations des axes cristallographiques, on peut néanmoins noter une légère variation de la direction préférentielle et du pendage des axes [100]. En effet, après 10 Ma de fonctionnement, la direction obtenue pour la densité maximale (carré noir sur fond blanc) est légèrement plus N/S qu'à 5 Ma ; la valeur de pendage qui ne valait que quelques degrés au bout de 5 Ma est dans ce cas encore plus faible. Ces (légères) variations sont sans doute dues à l'augmentation de la déformation subie par les cristaux d'olivine, dont les réseaux cristallins tendent alors à se rapprocher de la direction de cisaillement imposée au milieu.

La Figure 3.2 présente le même type de données que la Figure 3.1 mais concerne cette fois une partie du modèle située sous la « plaque Nord Amérique » (zone D, Figure 3 de l'article) entre 100 et 150 kilomètres de profondeur. On remarque tout d'abord que la force des fabriques dans cette zone du modèle est bien plus faible, avec des densités maximales d'environ 3 pour les axes [100] à 5 Ma et d'à peine 4 pour 10 Ma. Comme cela a déjà été expliqué dans l'article, la faiblesse des fabriques de l'olivine dans cette partie du modèle est à relier au fait que la lithosphère à l'Est de la limite de plaque se déplace relativement lentement (environ 1 cm/an). On peut néanmoins remarquer grâce aux densités maximales (carrés noirs sur fond blanc) que ce type de fabrique est conforme à ce que l'on doit attendre d'une déformation associée au cisaillement horizontal d'une asthénosphère passive par une lithosphère en mouvement. Cette fois ci la linéation est orientée NE/SW ce qui est tout à fait en accord avec la direction de déplacement de la lithosphère « Nord Amérique ». Si les pourcentages d'anisotropie maximum sont loin d'être négligeables (3% pour 5 Ma et 6% pour 10 Ma) on remarque néanmoins que le minimum d'anisotropie pour les ondes de cisaillement (rond blanc) se situe au

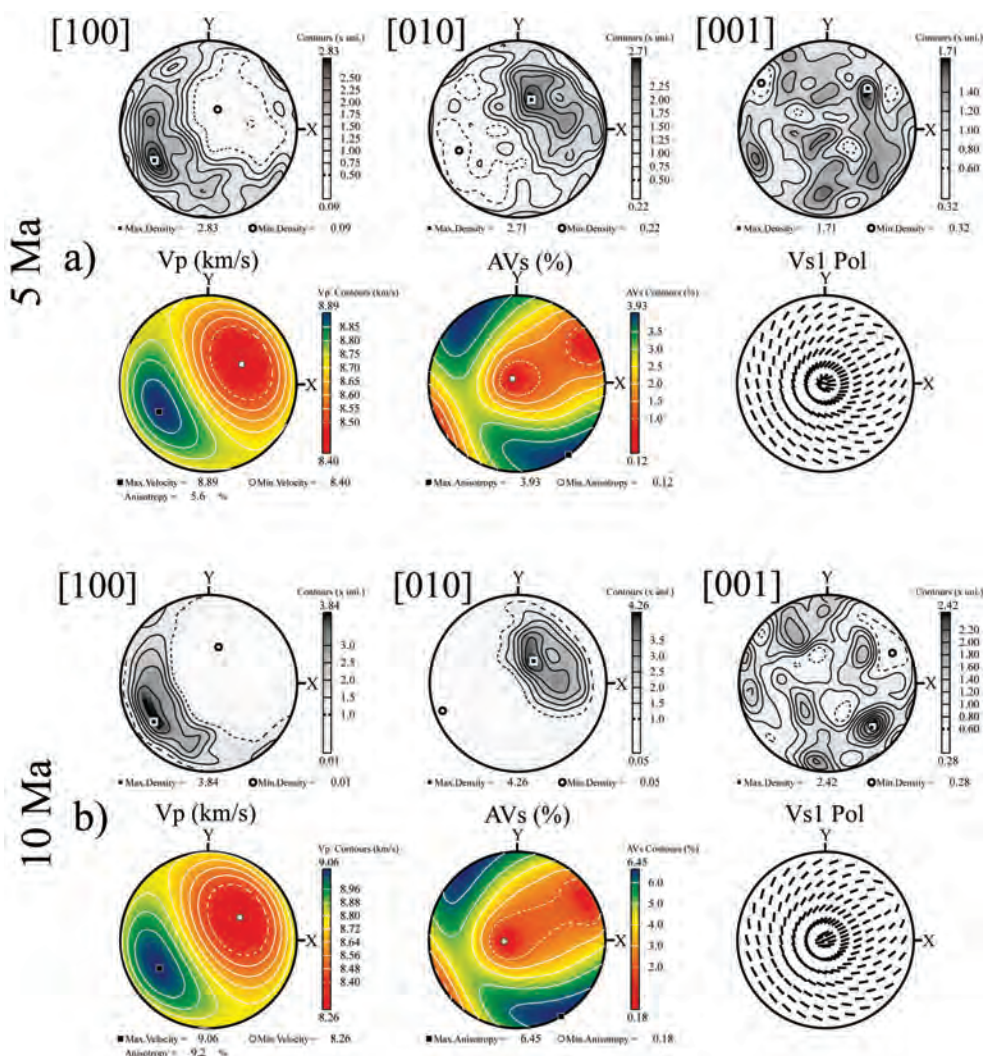


Figure 3.2: Comme Figure 3.1 mais pour des éléments localisés sous la partie Nord Amérique du modèle.

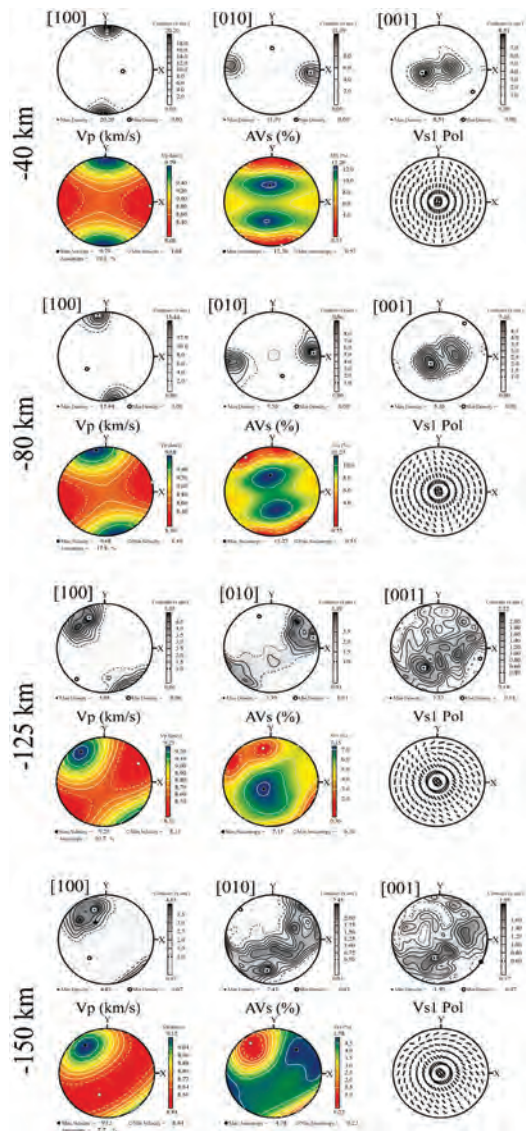


Figure 3.3: Stéréogrammes présentant les mêmes caractéristiques que ceux de la Figure 3.1 mais pour des éléments situés sous la limite de plaque à 40, 80, 125 et 150 km de profondeur pour 5Ma d'extrapolation des vitesses de déformation.

milieu du stéréogramme, ce qui implique que des ondes de cisaillement se propageant verticalement ne seront que très peu affectées par l'anisotropie du milieu. Ainsi, même si la quantité d'anisotropie est en théorie suffisante pour produire un déphasage entre ondes lentes et rapides détectable, la géométrie de la fabrique fait que les ondes de cisaillement téléseismiques traverseront le milieu selon une direction d'apparence isotrope. L'absence de déphasage sous la partie la plus orientale des modèles que nous avons calculés, relève donc principalement d'une géométrie des fabriques cristallographiques défavorable aux ondes de cisaillement téléseismiques.

Les Figure 3.3 et Figure 3.4 présentent les fabriques anisotropes et les propriétés élastiques d'agrégats situés à la verticale de la limite de plaque (zones A et C, Figure 3 de l'article) pour 5 et 10 Ma respectivement. La présentation des résultats ayant déjà été faite dans la section 3.2, nous nous limiterons à une comparaison entre les données à 5 et à 10 Ma et aux conclusions que l'on peut en tirer. Nous avons noté dans la section précédente que les directions d'orientation des axes [100] de l'Olivine changeaient en profondeur de directions N/S en surface jusqu'à des directions NW/SE à 150 kilomètres sous la limite de plaque mais aussi que les axes [010] passaient de directions perpendiculaires aux axes [100] dans le plan horizontal

à des structures en guirlande comprenant une composante non négligeable de directions verticales. Nous avons évoqué deux possibilités pour expliquer ces changements de directions sous la limite de plaque : i) les changements de directions sont dus à la diminution avec la profondeur de la quantité de déformation finie entrainant les directions d'orientation des cristaux à s'écarter de la direction de cisaillement appliquée en surface; ii) les changements de directions sont dus à un changement du processus de déformation avec la profondeur, on passerait d'un cisaillement vertical N/S en surface à un cisaillement horizontal NW/SE en profondeur. Les stéréogrammes proposés par les Figure 3.3 et Figure 3.4 tendent plutôt à valider la seconde hypothèse. En effet, on ne remarque pas de variations des directions des axes cristallographiques à 125 et 150 kilomètres de profondeur entre les fabriques à

5 et 10 Ma ; elles tendent à se concentrer fortement passant de concentration maximale de 5 pour 5 Ma à 10 pour 10 Ma à 125 kilomètres sous la limite de plaque et de 4 à 8 à 150 kilomètres de profondeur. Si la rotation des directions avait eu pour origine la diminution de la quantité de déformation finie avec la profondeur, on aurait dû observer des directions d'orientation du réseau cristallin vraiment différentes entre 5 et 10 millions d'années, or, ce n'est pas le cas... Les fabriques cristallographiques observées sont donc vraisemblablement produites par une combinaison de déformation décrochante d'origine superficielle et de cisaillement horizontal d'origine plus profonde. Enfin, si la cohérence entre les fabriques à 5 et 10 Ma est bonne pour des profondeurs supérieures à 80 kilomètres, la fabrique proposée à 40 kilomètres pour 10 Ma montre des concentrations étranges qui tendent à s'orienter à un angle important de la direction de la faille. Cette anomalie résulte vraisemblablement d'une instabilité du programme VPSC pour des fabriques présentant des concentrations extrêmes et doit donc être négligée.

Les observations faites dans ce paragraphe nous ont permis de montrer que les propriétés anisotropes du modèle sont finalement peu dépendantes de la durée

d'extrapolation des vitesses de déformation d'ADEL1. On remarque en effet que seule l'intensité des fabriques cristallographiques est réellement impactée par le facteur temps tandis que les directions de polarisation des ondes rapides restent relativement constantes. Le principal effet de l'augmentation du temps de simulation sur l'anisotropie à grande échelle va donc vraisemblablement être une augmentation des déphasages produits par la biréfringence des ondes de cisaillement. C'est d'ailleurs sur cette partie anisotropie grande échelle que va porter le paragraphe suivant.

3.2.2. Etude du déphasage des ondes de cisaillement

Si les fabriques anisotropes observées dans des domaines relativement restreints du modèle ne montrent que de faibles variations des propriétés anisotropes en fonction du temps d'extrapolation, qu'en est-il à plus grande échelle ?

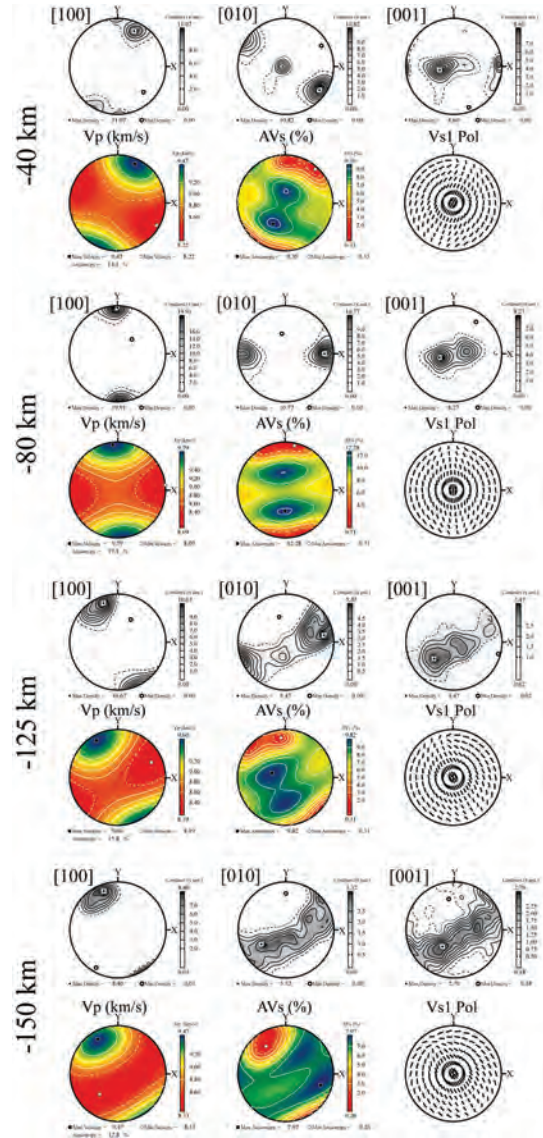


Figure 3.4: Comme la Figure 3.3 mais pour 10 Ma d'extrapolation des vitesses de déformation.

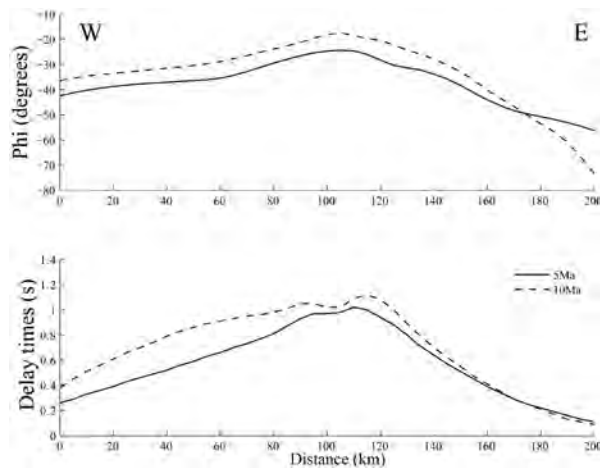


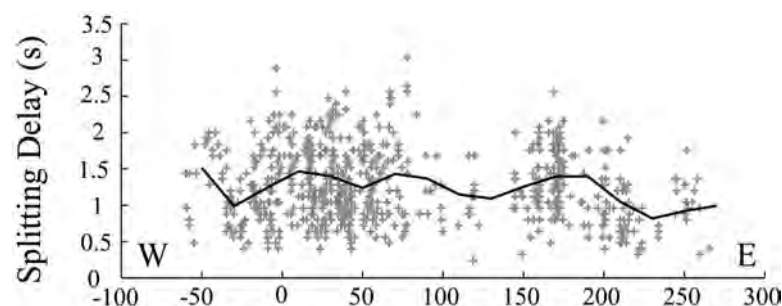
Figure 3.5: Paramètres anisotropes mesurés grâce à la méthode d'analyse multicanaux pour des sismogrammes synthétiques définis dans l'hypothèse des fréquences finies pour 8 s de période dominante et représentés en fonction de la polarisation initiale de l'onde. Haut : directions de polarisation de l'onde rapide ; bas : déphasage. Courbe continue : 5 Ma d'extrapolation des vitesses de déformation ; courbes en pointillés : 10 Ma d'extrapolation.

La Figure 3.5 présente (en haut) les directions de polarisation des ondes rapides et (en bas) les délais anisotropes tous les deux en fonction de la distance le long de l'axe X du modèle, pour 5 Ma (courbe pleine) et 10 Ma (courbe en pointillés) d'extrapolation des vitesses de déformation. Les mesures d'anisotropie ont été réalisées à partir de sismogrammes synthétiques prenant en compte la dépendance à la fréquence des ondes et présentant une fréquence dominante de 8 secondes en utilisant la méthode d'analyse multicanaux [Chevrot, 2000]. La période dominante choisie ici correspond à la période classiquement observée pour les ondes de cisaillement téléseismiques de type SKS. Comme le laissait augurer les propriétés élastiques présentées plus haut, on peut

observer que les directions de polarisation obtenues à 5 et 10 Ma ne diffèrent que très peu, en l'occurrence d'environ 5 degrés et ce quelle que soit la station considérée (à l'exception de la partie la plus orientale du modèle), ce qui est plutôt cohérent avec les rotations des OPR décrites plus haut. Cette légère différence, qui serait imperceptible dans des données réelles du fait du bruit instrumental, est certainement due à la concentration des OPR avec l'augmentation de la quantité de déformation, qui tend à orienter les réseaux cristallins dans une direction de plus en plus proche du cisaillement appliqué.

Comme prévu, on observe une franche augmentation entre 5 et 10 Ma des déphasages mesurés. En effet, ces derniers étant proportionnels à la longueur du chemin anisotrope parcouru par l'onde sismique et à l'intensité de l'anisotropie du milieu, l'augmentation générale des forces des OPR observée plus haut pour 10 Ma, conduit à une augmentation des délais observés. Cette augmentation est particulièrement visible dans la partie Ouest du modèle où les différences entre la courbe à 5 Ma et la courbe à 10 Ma est de l'ordre d'un facteur 2. La décroissance des valeurs de délais observée en allant vers l'Ouest n'a en revanche pas de signification géodynamique mais est simplement due à un effet de bord, les ondes sur la bordure échantillonnant un milieu externe au modèle défini comme isotrope. L'augmentation des déphasages est toutefois plus limitée dans la partie centrale du modèle, au niveau de la limite de plaque, sans doute à cause de la complexité verticale de l'anisotropie (cf. Figure 3.4) qui génère des paramètres anisotropes dit « apparents » qui donnent des propriétés anisotropes moyennes pour l'ensemble du volume échantillonné. Les valeurs de δt se rejoignent finalement à l'Est de la limite de plaque où le milieu est perçu comme étant isotrope par des ondes se propageant verticalement. Si l'augmentation de la durée de simulation du développement d'OPR

permet de s'approcher de valeurs de délais anisotropes plus conformes à ce que l'on peut observer dans la littérature, la comparaison de ces résultats avec la Figure 3.6 [Bonnin, *et al.*, 2010] qui présente les déphasages mesurés en Californie centrale en fonction de la distance à la faille de San Andreas, montre que les délais obtenus à partir de la modélisation sont loin d'expliquer les mesures effectuées



*Figure 3.6: Mesures individuelles de déphasage de stations californiennes [Bonnin, *et al.*, 2010] représentées en fonction de la distance entre leur projection à 70 km le long du rai sismique et la trace en surface de la faille de San Andreas. La courbe noire représente la moyenne de ces valeurs calculée grâce à une fenêtre coulissante de 50 km de large.*

en Californie. Chacune des croix représente une mesure de biréfringence et la courbe noire correspond à une moyenne de ces mesures réalisée grâce à une fenêtre glissante de 50 kilomètres de large. On peut y voir que les valeurs de déphasage apparent observées en Californie ne permettent pas de déceler un quelconque signal associé à la limite de plaque ; les données

observées sont en effet dispersées, ce qui est inhérent à la méthode d'analyse de la biréfringence utilisée dans cette étude, et montre des valeurs moyennes relativement constantes entre 1 et 1,5 s. Cette observation tranche donc nettement avec les résultats obtenus par modélisation, dans laquelle les délais les plus élevés sont localisés dans le voisinage immédiat de la limite de plaques et ne dépasse que péniblement le seuil de la seconde. La présence d'une stratification de l'anisotropie, et donc d'un signal comparable à celui obtenu dans le modèle, peut cependant être décelée dans les données californiennes par la présence d'une périodicité de 90 degrés quand les délais anisotropes sont représentés en fonction du backazimuth de l'onde incidente...

3.2.3. Conséquences géodynamiques

La Figure 3.7 propose une vue en carte des paramètres anisotropes obtenus à 5 et 10 millions d'années d'extrapolation des vitesses de déformation ADELI. La direction des barres correspond à la direction de polarisation des ondes rapides tandis que leur longueur est proportionnelle au déphasage observé à la station. Ce type de représentation est classiquement employé dans la littérature car elle donne une vision plus « géodynamique » aux paramètres anisotropes et permet de les comparer aux structures de surface. On note clairement à partir de cette figure la grande similitude entre les directions de polarisation à 5 Ma et à 10 Ma, confirmant le fait que le milieu a déjà acquis toute ses caractéristiques anisotropes dès 5 Ma et que l'augmentation de la durée de la simulation n'entraîne qu'une augmentation de la force des fabriques qui se traduit par une augmentation des délais. De manière intéressante, seule la partie Ouest du modèle semble vraiment sensible à cette augmentation de la durée d'extrapolation avec des déphasages observés qui se trouvent doublés et qui s'approchent de la

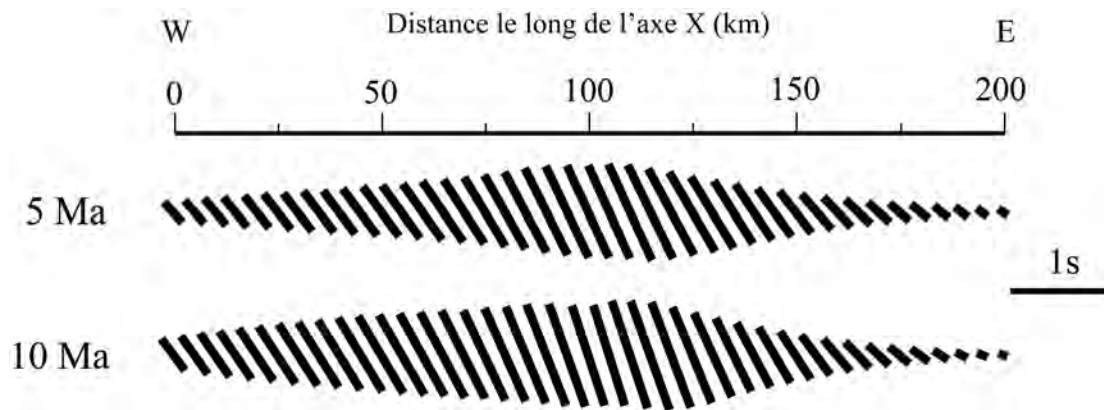


Figure 3.7: Paramètres anisotropes de la Figure 3.5 représentés en carte. La direction des barres indique l'orientation du plan de polarisation des l'onde rapide et leur longueur est proportionnelle au déphasage.

seconde, alors que l'anisotropie sous la limite de plaques, où les vitesses de déformation sont les plus importantes, semble plafonner aux alentours de 1,2 s. Ceci est relativement conforme à ce qui est observé en Californie [Ozalaybey et Savage, 1995; Bonnin, et al., 2010] où les délais anisotropes des couches supérieures des modèles à deux couches ne varient que très peu du Nord vers le Sud, alors qu'au Sud de Parkfield la faille de San Andreas s'est initiée il y a environ 10 Ma et qu'au Nord de la baie de San Francisco, elle a un âge d'environ 5 Ma [Dickinson, 1997]. Ce plafonnement de l'anisotropie moyenne sous la limite de plaque à 10 Ma associée à l'augmentation de l'anisotropie sous la partie occidentale du modèle a pour conséquence de rendre le signal associé à la limite de plaques plus difficile à percevoir, en termes de délais, par rapport aux mesures à 5 Ma. Une augmentation de la durée d'extrapolation sous la partie Pacifique du modèle, qui serait raisonnable du fait que la lithosphère Pacifique a environ 50 Ma en Californie, conduirait finalement à masquer encore plus le signal associé à la limite de plaques ce qui produirait un signal, en termes de délais, proche de celui fourni par la Figure 3.6. Dû essentiellement à la géométrie des OPR produites du côté de la plaque Nord Américaine, il n'a pas été possible d'observer de déphasage des ondes de cisaillement sous la partie Nord Américaine du modèle. L'étude des fabriques cristallographiques produites dans cette partie du modèle indique en effet que des OPR relativement fortes y existent dans l'asthénosphère à 10 Ma, fabriques dont la force est comparable à celle observée dans l'asthénosphère à l'Ouest de la limite de plaques pour 5 Ma d'extrapolation, et qu'elle pourrait produire des délais légèrement supérieurs à 0,5 s. Cependant, l'étude des propriétés sismiques dérivées des OPR révèle que des ondes sismiques se propageant proche de la verticale comme nos ondes synthétiques ou plus généralement comme les ondes téléseismiques de types SKS, échantillonnent des directions anisotropes minimales conduisant à des déphasages très faibles. De ce fait, l'idée selon laquelle la quantité de déformation finie à 5 Ma n'est pas suffisante à produire de l'anisotropie dans notre modèle n'est pas tout à fait exacte, l'absence de signal anisotrope à l'Est de la limite de plaque dans nos modélisations étant plutôt à chercher du côté de la géométrie des OPR dans cette zone.

3.3 Résumé et conclusions

Dans ce chapitre, nous avons montré qu'une approche associant la modélisation thermomécanique 3D du déplacement latéral d'une limite de plaques décrochante à un code viscoplastique auto-cohérent permettant de modéliser le développement d'OPR permet de produire une signature anisotrope mesurable, cohérente et interprétable. En se basant sur une géométrie de modèle et sur des conditions aux limites simples, nous avons pu séparer, dans notre modèle, trois domaines anisotropes. Le premier, situé à l'Est, est caractérisé par des directions de polarisation et des déphasages homogènes latéralement, en accord avec une déformation provoquée par l'entraînement de l'asthénosphère par une lithosphère en mouvement. Si les délais mesurés après 5 Ma de simulation y sont relativement faibles en comparaison des valeurs observés en Californie centrale, nous avons vu qu'une prolongation de la simulation jusqu'à 10 Ma permettait de retrouver des délais plus raisonnables.

Le deuxième domaine situé dans la partie centrale du modèle représente la limite de plaques. Cette zone se définit par des directions de polarisation variant peu par rapport aux directions observées plus à l'Ouest mais qui s'orientent tout de même dans des directions N/S en accord avec l'orientation de la zone de faiblesse imposée dans la croûte. Les déphasages y sont relativement forts (environ 1,2 s). L'analyse des OPR produites dans le manteau sous cette zone a permis de mettre en évidence une importante variabilité verticale de l'anisotropie qui est à relier en premier ordre à l'interaction en profondeur entre une déformation en cisaillement vertical orientée N/S, due au contexte décrochant près de la surface, et une déformation en cisaillement horizontal d'orientation NO/SE en base de lithosphère provoquée par le déplacement de la lithosphère sur une asthénosphère « passive ». Notons également que la déformation produite, dans le modèle, par la zone de décrochement est très pénétrative puisqu'elle peut être observée jusqu'à des profondeurs asthénosphériques. L'existence de deux couches d'anisotropie sous la Californie quoique discutée [*Polet et Kanamori, 2002; Monteiller et Chevrot, 2011*], nécessiterait donc la présence sous la faille de San Andreas d'une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère qui permettrait de partitionner efficacement la déformation et par conséquent de générer deux couches anisotropes indépendantes ; nos modélisations numériques montrent que le processus à l'origine d'un tel découplage est néanmoins difficile à envisager sans l'intervention de flux actifs dans l'asthénosphère. Cette absence de découplage dans notre modèle empêche d'observer une réorientation des fabriques cristallographiques par déplacement vers l'Ouest de la lithosphère continentale ; en effet les éventuelles fabriques développées du côté océanique sont « détruites » par la dynamique de la limite de plaque avant de subir le cisaillement de la lithosphère continentale.

Finalement, le dernier domaine est caractérisé par la zone à faible anisotropie située à l'extrême Est du modèle. La comparaison des OPR à 5 et 10 Ma a permis de montrer que cette absence d'anisotropie mesurée n'est pas entièrement due à la faible vitesse de déplacement de la lithosphère continentale mais plutôt à la géométrie des OPR. En effet, la direction d'anisotropie minimale des OPR de cette

partie du modèle est verticale ; de ce fait, les ondes qui se propagent verticalement, comme nos ondes synthétiques et les ondes *SKS*, traversent un milieu d'apparence isotrope. L'absence d'anisotropie dans cette partie du modèle est un problème majeur posé par notre approche, elle implique en effet que la couche anisotrope observée à l'Est de la faille de San Andreas n'a pas pour origine le cisaillement induit par le déplacement NNE/SSW de la lithosphère Nord Amérique mais qu'elle est plus vraisemblablement due à des processus en relation avec la fin de la subduction de la plaque Farallon, comme proposé par *Ozalaybey et Savage* [1995] et *Hartog et Schwartz* [2001].

Chapitre 4 - Déformations superficielles et profondes sous la Faille Nord-Anatolienne, Turquie

Les chapitres précédents se sont principalement focalisés sur l'étude de la faille de San Andreas, en Californie, et nous ont permis d'estimer la distribution de la déformation au niveau de cette grande limite de plaque décrochante. La Faille de San Andreas (FSA) n'est cependant pas un cas particulier, d'autres limites de plaques de ce type existent à l'échelle du globe. Parmi elles, l'une des plus connues et des plus étudiées est la Faille Nord Anatolienne (FNA). En effet, de par sa situation géographique et la puissance des séismes qui lui sont associés, cette faille menace directement Istanbul, capitale de la

Turquie, et concentre, à cet égard de nombreux moyens de surveillance. Cette faille majeure délimite le bloc anatolien, au Sud, de la plaque Eurasie, au Nord. De manière intéressante, cette faille présente d'importantes similitudes avec la faille de San Andreas (Figure 4.1) tant au niveau de la géométrie, de l'extension (≈ 1400 kilomètres) que de la cinématique (cisaillement dextre avec taux de glissement de 20-28 mm/an pour FNA (références plus bas) et 20-34 mm/an pour FSA [Wallace, 1990]). Cette similitude des



Figure 4.1: Comparaison entre la faille Nord Anatolienne et la Faille de San Andreas en termes d'échelle et de géométrie. Image modifiée d'après Serkan Borzkut et Ross Stein accessible sur internet depuis: http://earthquake.usgs.gov/research/geology/turkey/images/CA-Tu_comp.html.

structures ne se double cependant pas d'une équivalence des signaux sismologiques, en particulier concernant les mesures du déphasage des ondes *SKS*. Si en Californie nous avons pu observer des directions de polarisation des ondes rapides parallèles à la trace des failles en surface, avec une structure à deux couches qui prouve la participation de la lithosphère à la déformation dans cette région, les mesures d'anisotropie réalisées en Anatolie orientale [Sandvol, et al., 2003] ou centrale [Biryol, et al., 2010] n'ont pas permis de mettre en évidence des directions anisotropes rapides qui pourraient être reliées à la dynamique de la FNA. Elles montrent, en revanche, et de manière

systématique sous toute l'Anatolie [*Şapaş et Boztepe-Güney, 2009*], des directions de polarisation orientées approximativement N40°E qui ne correspondent à aucune structure observée en surface.

Le propos de ce chapitre va donc être de décrire, de comprendre et d'expliquer, en utilisant une philosophie proche de celle employée en Californie, les raisons de cette différence d'enregistrement de la déformation entre ces deux structures majeures et ainsi de peut-être mieux contraindre la dynamique de ces limites de plaques.

4.1 Contexte géodynamique

Comme nous l'avons vu dans les parties précédentes, les mesures d'anisotropie sismique réalisées à partir d'ondes de cisaillement téléseismiques de type *XKS* ne sont que peu sensibles à la localisation verticale de l'anisotropie. Afin d'aider à l'interprétation des mesures, il est donc nécessaire de connaître, de la manière la plus précise possible, le contexte géodynamique de mise en place de l'objet étudié, ici la Faille Nord Anatolienne. Une bonne connaissance des épaisseurs de la croûte et de la lithosphère est en outre indispensable pour bien discuter de la localisation verticale de l'anisotropie sous la région.

4.1.1. Contexte géologique

La Faille Nord Anatolienne (FNA) est une faille décrochante dextre majeure située au Nord de la Turquie et qui sépare le bloc Anatolien, au Sud, de la plaque Eurasie, au Nord (Figure 4.2). Elle s'étend sur environ 1400 kilomètres depuis la limite orientale de l'Anatolie jusqu'à la mer Egée sur un axe parallèle à la Mer Noire [*Ketin, 1948; Ambraseys, 1970; McKenzie, 1972; Barka, 1992*]. Depuis sa

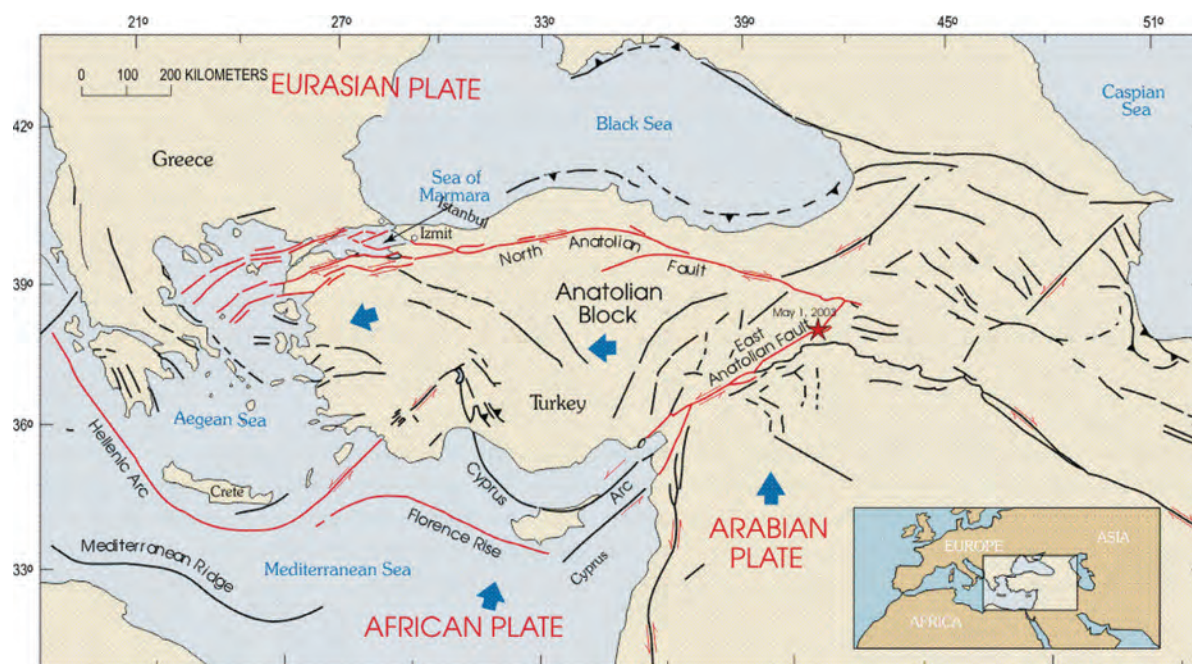


Figure 4.2: Carte de situation de la Faille Nord Anatolienne présentant les principales failles et limites de plaques en Méditerranée Orientale.

limite Est, et sur environ 500 kilomètres, elle est orientée N110°E puis bifurque dans une direction N75°E jusqu'en mer de Marmara où elle se distribue en plusieurs branches pour se prolonger jusqu'en mer Égée.

Son âge de développement est encore débattu mais semble se situer entre le Miocène récent et le Pliocène ancien (c'est à dire entre 10 et 5 Ma) avec une décroissance de l'âge d'Est en Ouest [Şengör, 1979; Barka, 1992]. L'origine de la FNA est généralement attribuée à la collision entre la plaque Arabie et la plaque Eurasie provoquant l'extrusion du bloc Anatolie vers l'Ouest [Şengör, 1979; Barka, 1992] dont elle accommode la majeure partie du déplacement. Cette extrusion semble cependant désormais largement dominé par le retrait du panneau plongeant de la plaque Afrique au niveau de la zone de subduction de la mer Égée [Reilinger, *et al.*, 2006]. Faccenna *et al.* [2006] mettent, quant à eux, plutôt en avant l'importance du détachement du panneau plongeant de la Téthys, au niveau de la zone de suture du Bitlis Zagros, pour l'initiation d'une composante en décrochement en Anatolie et donc pour la mise en place de la FNA.

Le taux de glissement, à peu près constant le long de la faille, est estimé entre 16 et 24 mm/an à partir de marqueurs géologiques [Armijo, *et al.*, 1999; Hubert-Ferrari, *et al.*, 2002; Kozaci, *et al.*, 2007], à environ 22 mm/an à partir du moment sismique total relâché sur 100 à 400 ans [Jackson et McKenzie, 1984, 1988; Westaway, 1994] et entre 22 et 24 mm/an à partir de mesures GPS [Reilinger, *et al.*, 1997; Straub, *et al.*, 1997; McClusky, *et al.*, 2000; Reilinger, *et al.*, 2006]. Ces valeurs relativement homogènes malgré la variabilité des méthodes utilisées et les différentes échelles de temps sur lesquelles elles sont déterminées, laissent à penser que la Faille Nord Anatolienne a maintenu un taux de glissement relativement constant au fil du temps. Cependant, si on applique ce taux de glissement à l'âge de la faille, soit environ 10 Ma, on obtient un rejet total d'environ 200 kilomètres, ce qui est nettement plus que toutes les estimations proposées jusque-là qui vont de 30 à plus de 100 kilomètres [Barka et Gülen, 1988; Koçyigit, 1989; Barka, 1992; Westaway, 1994; Hubert-Ferrari, *et al.*, 2002]; les mesures réalisées ne rendent donc sans doute pas compte des taux de glissements initiaux de la faille qui devaient s'avérer beaucoup plus faibles que ceux observés aujourd'hui afin d'expliquer l'importance des écarts entre les mesures et le rejet total théorique.

On peut dès lors noter que, malgré une longueur dépassant les 1000 kilomètres, le relatif jeune âge de la Faille Nord Anatolienne (≈ 10 Ma) fait qu'elle ne présente qu'un rejet total faible, notamment avant de celui de la faille de San Andreas (≈ 300 kilomètres), plus ancienne (≈ 30 Ma), et qu'il faut par conséquent en tenir compte dans les interprétations concernant la distribution latérale et verticale de la déformation.

4.1.2. Structures crustales et lithosphériques en Anatolie

L'Anatolie est caractérisée par une zone de hauts plateaux (supérieur à 1000 mètres) qui s'étend depuis la Turquie centrale jusqu'à l'Iran, en passant par le petit Caucase. Ces anomalies topographiques ne sont toutefois pas directement reliées à un épaississement provoqué par la collision

entre la plaque Arabie et la plaque Eurasie. Elles semblent en effet être plutôt associées à de fortes anomalies de température dans le manteau supérieur, anomalies marquées par un volcanisme très intense [Dilek et Sandvol, 2009]. Les études basées sur les fonctions récepteur ont permis de mettre en évidence la présence, sous l'Anatolie orientale, d'une croûte d'environ 40 kilomètres d'épaisseur, localement 50 [Zor, et al., 2003; Zor, 2008] (Figure 4.3), ce qui ne suffit pas à rendre compte de l'anomalie de topographie, démontrant de fait l'absence d'équilibre

isostatique sous cette région. L'épaisseur de croûte tend toutefois à décroître vers l'Est pour atteindre des valeurs de l'ordre de 35

kilomètres, plus proche des valeurs de croûte continentale « normale ». L'épaisseur relativement importante de croûte dans cette région, surtout en comparaison de ce qui est observé en Californie centrale, doit être gardé en mémoire au moment d'interpréter les mesures d'anisotropie sismiques.

L'Anatolie orientale se caractérise en outre par une absence quasi totale de manteau lithosphérique. La

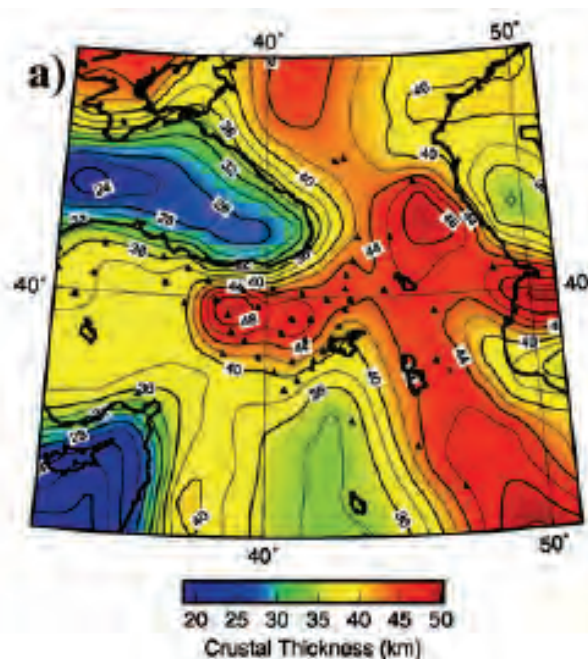


Figure 4.3: Carte présentant les profondeurs de la discontinuité du Moho sous le Moyen Orient [Zor, 2008].

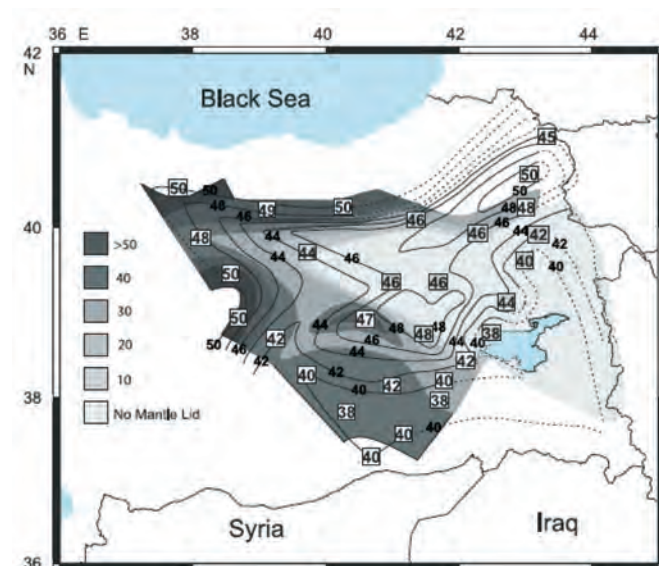


Figure 4.4: Carte présentant conjointement les profondeurs de Moho (courbes) et les épaisseurs de manteau lithosphérique (dégradé de gris) sous l'Anatolie Orientale [Şengör, et al., 2003].

Figure 4.4 [Şengör, et al., 2003] nous montre la profondeur du Moho sous l'Anatolie orientale déterminée par fonctions récepteur [Zor, 2008] ainsi que l'épaisseur du manteau lithosphérique, estimée en calculant la quantité de manteau lithosphérique nécessaire à équilibrer isostatiquement une lithosphère de type dorsale océanique. Les auteurs considèrent pour cela que la limite lithosphère/asthénosphère se définit comme étant une isotherme, utilisent un flux thermique à travers la lithosphère en régime constant et estiment qu'il n'existe que peu d'hétérogénéités latérales dans la croûte. Nous voyons alors sur cette figure

que la majorité de l'Anatolie orientale est caractérisée par une absence, ou, tout du moins, par une faible épaisseur de manteau lithosphérique (inférieure à 30 kilomètres). Les auteurs expliquent ce manque de matériel par une érosion thermique de la base de la lithosphère causée par des remontées de matériel profond et chaud suite à la rupture, plus au Sud, du panneau plongeant de l'ancienne Téthys. L'épaisseur relativement importante de croûte continentale dans la zone permet néanmoins, en dépit de l'absence de manteau lithosphérique, de conserver entre 50 et 80 kilomètres de lithosphère sous cette zone. La faible étendue du domaine étudié par les auteurs ne permet cependant pas d'avoir une idée plus générale de l'épaisseur de la lithosphère sous l'Anatolie.

L'absence de manteau lithosphérique sous l'Anatolie orientale est néanmoins confirmée par un faisceau d'études sismologiques, sans toutefois donner d'indications quantitatives aussi poussées que l'étude de Şengör *et al.* [2003]. Pasyanos [2010], à partir de l'étude de la dispersion des ondes de surface de longue période, a par exemple montré que la lithosphère sous l'Anatolie a une épaisseur moyenne d'environ 60 à 80 kilomètres. D'autres études [Gök, *et al.*, 2000; Sandvol, *et al.*, 2001; Ritzwoller, *et al.*, 2002; Gök, *et al.*, 2003; Al-Damegh, *et al.*, 2004] montrent l'impossibilité pour les ondes *Sn*, qui sont des ondes de cisaillement se propageant dans le manteau lithosphérique juste sous le Moho, de se propager sous l'Anatolie et plus largement sous toute la zone de hauts plateaux du Moyen Orient ; ceci trahit l'existence, sous cette région, d'un manteau lithosphérique aminci, chaud ou présentant des quantités importantes de magma (ou un ensemble de ces trois possibilités) ce qui est en bon accord avec une érosion thermique de la lithosphère par des remontées asthénosphériques. Des études basées sur les ondes *Pn* [Al-Lazki, *et al.*, 2003; Al-Lazki, *et al.*, 2004], qui se propagent dans les mêmes conditions que les ondes *Sn*, nous indiquent également la présence, sous l'Anatolie et le plateau Turco-Iranien, d'un manteau lithosphérique perturbé. Enfin, les tomographies d'onde *P* [Piromallo et Morelli, 2003; Lei et Zhao, 2007; Zor, 2008; Biryol, *et al.*, 2011] (Figure 4.5) ou d'ondes de surface [Maggi et Priestley, 2005] montrent toutes de fortes anomalies négatives à des profondeurs lithosphériques prouvant une nouvelle fois l'existence d'un manteau lithosphérique fortement perturbé sous l'ensemble de l'Anatolie et donc sous la FNA.

Le plateau turco-iranien surplombe par conséquent une zone à lithosphère fortement perturbée, probablement amincie, chaude et contenant vraisemblablement du magma, comme en attestent les larges épanchements volcaniques observés en surface [Dilek et Sandvol, 2009], et est en outre

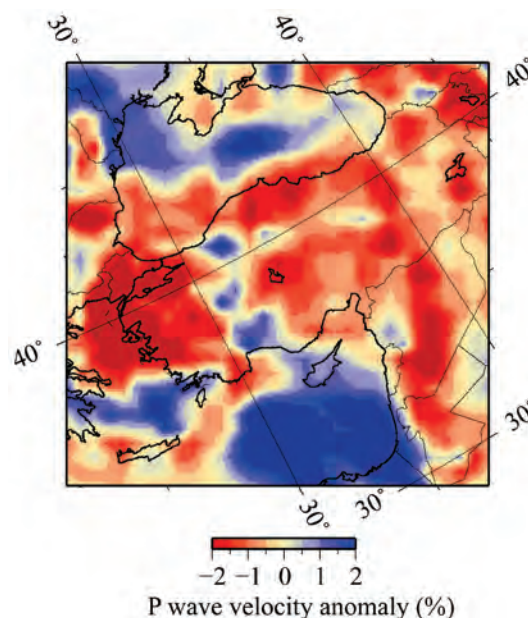


Figure 4.5: Anomalie de vitesse des ondes *P* à 100 kilomètres de profondeur [Piromallo et Morelli, 2003].

caractérisée par une croûte continentale légèrement épaissie (≥ 35 km). Ces deux propriétés font de l'Anatolie une zone peu propice à l'étude de l'anisotropie sismique localisée dans la lithosphère. En effet, un éventuel signal anisotrope sera très probablement dominé par la croûte continentale qui, comme nous l'avons évoqué plus haut, est faiblement anisotrope pour les ondes à longue période. L'anisotropie sera en outre possiblement amoindrie par la présence de fluides à l'interface croûte/manteau, à moins que ces derniers ne s'organisent selon des directions préférentielles.

4.1.3. Déformations de surface : des données géologiques et géodésiques aux mouvements des (micro)plaques

La Faille Nord Anatolienne se situe à la limite entre la plaque Eurasie, au Nord, et la plaque Arabie, au Sud, et délimite, avec sa conjuguée la Faille Est Anatolienne (FEA), le bloc Anatolie. Cette zone doit par conséquent être caractérisée par un champ de déplacement des différentes lithosphères relativement complexe. La connaissance des mouvements des différentes plaques est déterminante dans l'étude de l'anisotropie car elle permet de discriminer les déformations actuelles ou en relation avec la dynamique actuelle de déformations héritées consécutives à des processus anciens. Les données relatives aux mouvements des plaques vont être de deux sortes : les données géologiques (failles, séismes, anomalies magnétiques, etc.) et les données géodésiques (GPS, nivellement, etc.). Elles renseignent sur des déplacements dits « relatifs » (le référentiel étant généralement une plaque) permettant de caractériser la dynamique des failles majeures, et sur des déplacements dits « absolus » (le référentiel étant généralement le manteau profond) qui permettent de connaître la direction dans laquelle se déplacent les plaques par rapport à l'asthénosphère.

La Figure 4.6 nous montre le champ de vitesses GPS mesuré en Anatolie [Reilinger, et al., 2006],

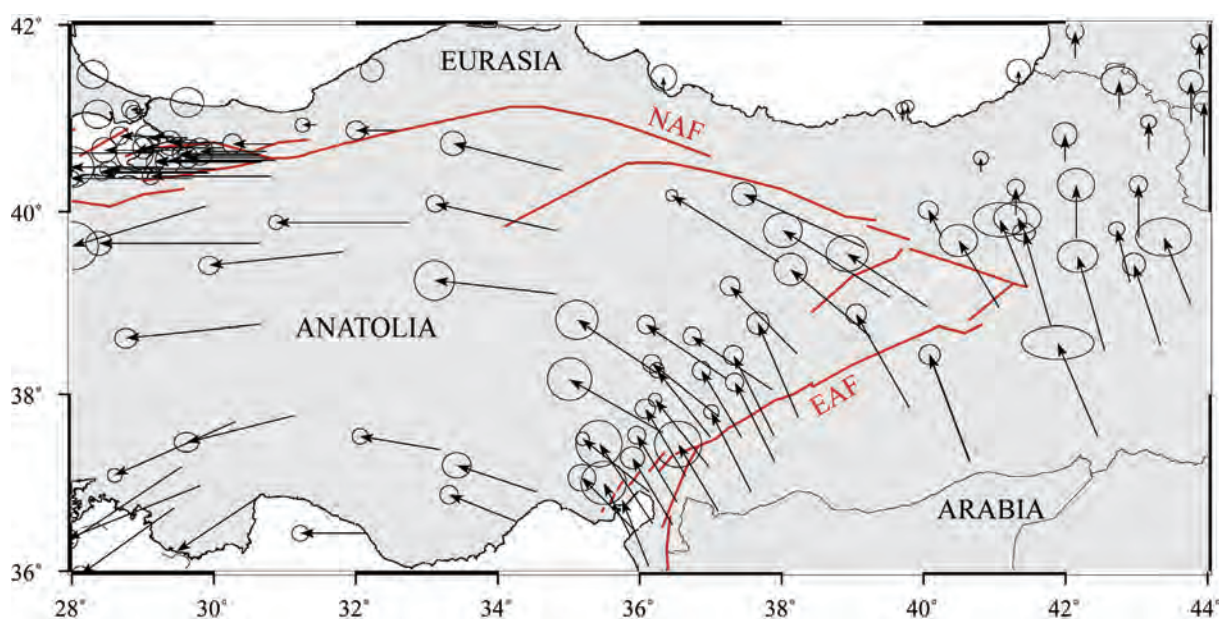


Figure 4.6: Carte présentant le champ de vitesses GPS mesuré en Anatolie [Reilinger, et al., 2006]. NAF: North Anatolian Fault; EAF: East Anatolian Fault.

représenté dans un référentiel Eurasie fixe. Ces vitesses GPS nous renseignent donc sur les mouvements relatifs de l'Anatolie et de l'Arabie par rapport à l'Eurasie. Dans ce référentiel, la plaque Arabie se déplace vers le NNO et entre en collision avec la plaque Eurasie pour produire une déformation importante dans la région du petit et grand Caucase, au Nord-Est de la carte. Le bloc Anatolie, bien délimité par la FNA et la FEA, effectue quant à lui une rotation antihoraire dont le pôle est situé près du delta du Nil [Reilinger, *et al.*, 2006], entraînant un déplacement globalement E/O de l'ensemble de l'Anatolie. A noter que la faible variation des vitesses de déplacement le long des grands cercles de rotation montre la relative rigidité du bloc Anatolie. On remarque ainsi que le mouvement relatif entre le bloc Anatolie et l'Eurasie est majoritairement accommodé au niveau de la FNA, confirmant le mécanisme en décrochement dextre de cette limite de plaques. La FNA, grâce à la localisation de la majeure partie du déplacement relatif entre l'Eurasie et le bloc Anatolie, semble donc être une zone propice au développement, dans la lithosphère, d'une importante anisotropie associée à la dynamique de la limite de plaques.

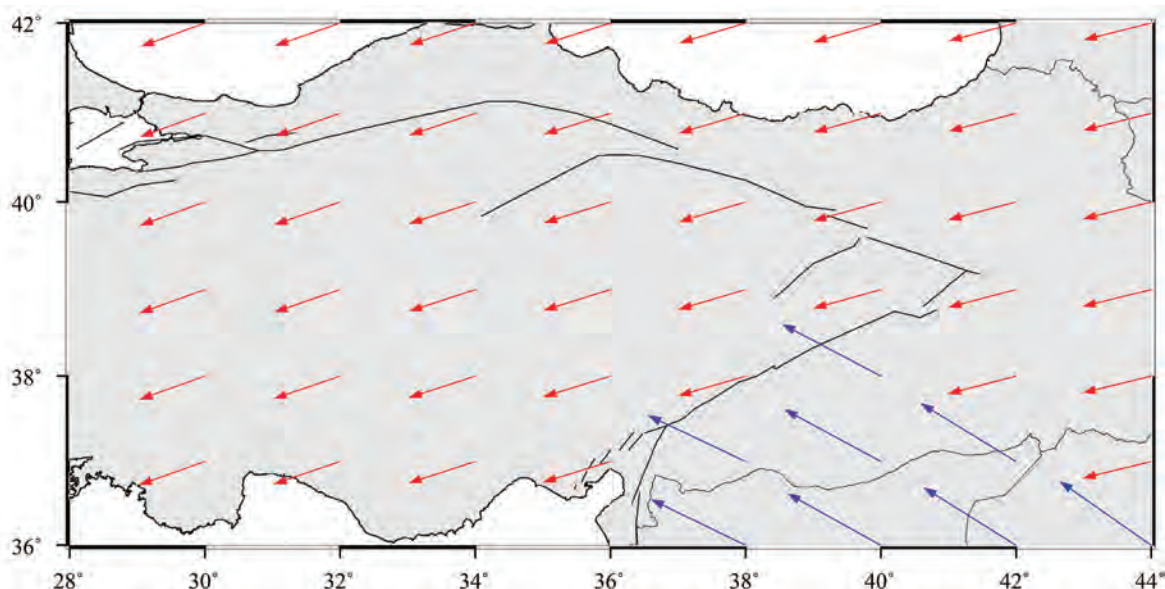


Figure 4.7: Carte présentant le champ de vitesses absolues des plaques Eurasie (rouge) et Arabie (bleu) dans le référentiel HS3-NUVEL 1A [Gripp et Gordon, 2002].

Les vitesses GPS relatives, si elles permettent d'estimer les taux de glissement au niveau des failles majeures, ne donnent cependant pas la direction de déplacement absolu des différentes plaques par rapport à un manteau profond fixe. La connaissance de ces mouvements est néanmoins très utile pour interpréter les directions de polarisation des ondes de cisaillement rapides loin des limites de plaques. En effet, dans ces domaines, l'anisotropie observée est souvent liée au cisaillement induit par le déplacement de la lithosphère, rigide, au-dessus de l'asthénosphère moins visqueuse. Dans notre cas, et compte tenu de la rigidité du bloc anatolien, une bonne description des vitesses absolues des différentes plaques en présence permettrait de bien discriminer les origines de l'anisotropie entre une origine lithosphérique due à l'héritage structural de la région et une origine plus profonde consécutive

au déplacement de la lithosphère sur l'asthénosphère ou à des écoulements visqueux profonds [Vinnik, et al., 1992; Silver, 1996; Savage, 1999]. Pour obtenir ces vitesses il faut s'intéresser à des modèles de vitesses absolues. Ils sont généralement de deux types ; des modèles dits « géologiques », qui se basent notamment sur les anomalies magnétiques mesurées au fond des océans, et qui donnent des vitesses moyennées sur plusieurs millions d'années pour un nombre limité de plaques ; les modèles dits « géodésiques » qui utilisent des techniques instrumentales telles que le GPS pour mesurer le champ de vitesse, cette fois actuel, des différentes plaques existantes. Ce dernier type de modèle permet généralement une meilleure description des petites plaques, telle que le bloc anatolien.

La Figure 4.7 présente les mouvements absolus des plaques Eurasie (rouge) et Arabie (bleu) dans l'un des modèles de vitesses absolues les plus connus, à savoir HS3-NUVEL 1A [Gripp et Gordon, 2002]. C'est un modèle géologique basé sur l'étude des taux d'expansion de la lithosphère océanique, à partir d'anomalies magnétiques, des azimuts des failles transformantes et des directions de glissement lors des séismes et utilisant comme référentiel la position, supposée fixe, des zones de points chauds durant les cinq derniers millions d'années. Comme nous pouvons le voir, ce modèle ne prend pas en compte l'Anatolie comme une plaque à part entière et se révèle par conséquent relativement inadapté à l'étude du champ de vitesse dans cette région. En outre, à cause de sa vitesse très réduite, la direction de mouvement de la plaque Eurasie y est peu fiable.

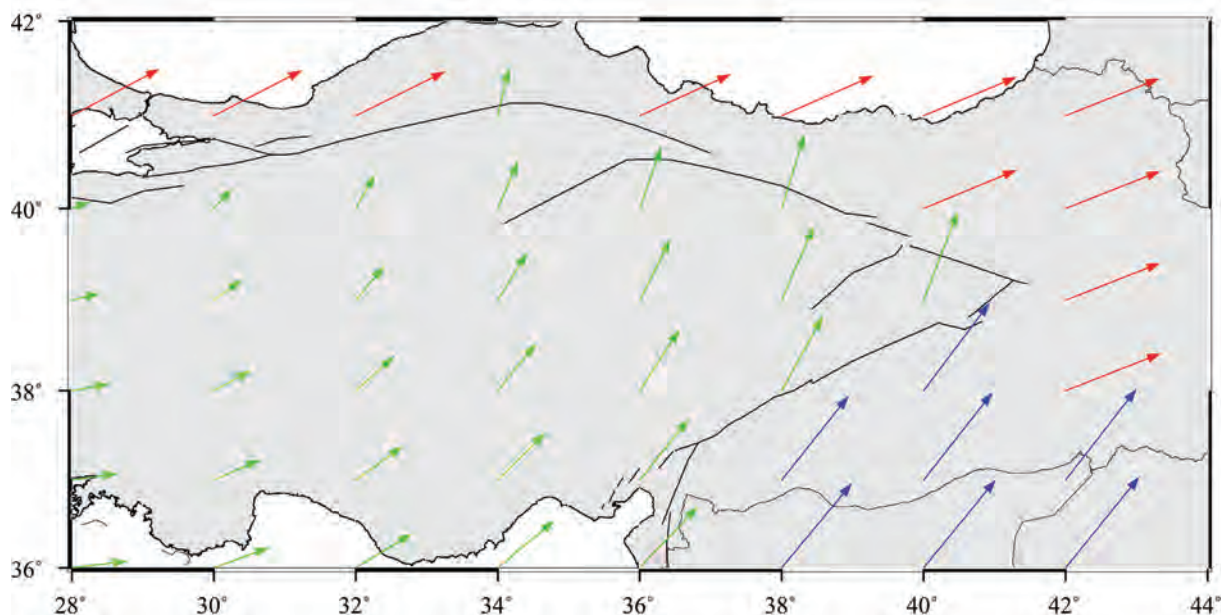


Figure 4.8: Carte présentant le champ de vitesses absolues des plaques Arabie (bleu), Eurasie (rouge) et Anatolie (vert) dans le référentiel GSRM-1 [Kreemer, et al., 2003].

La Figure 4.8 présente quant à elle le champ de vitesses absolues sous l'Anatolie dans le modèle GSRM-1 [Kreemer, et al., 2003] qui est une révision du modèle GSRM [Kreemer et Holt, 2001]. C'est un modèle géodésique qui se base sur un large ensemble de mesures GPS, mais également sur des

mesures de vitesses de glissement sur des failles majeures actives durant le Quaternaire. Ce modèle présente comme principal avantage de résoudre le mouvement du bloc anatolien. En comparant les vitesses obtenues à partir des deux modèles, on remarque d'importantes différences en termes de direction de mouvement. Ces différences sont dues aux hypothèses choisies pour calculer les vitesses absolues : dans le cas de HS3-NUVEL 1A les auteurs utilisent la fixité géographique des points chauds, dans GSRM ils utilisent un référentiel à rotation globale nulle (No Net Rotation en anglais) qui admet qu'il n'y a pas de rotation d'ensemble de la lithosphère. Si des débats existent sur la validité de l'utilisation des points chauds comme référentiel pour le calcul des mouvements absolus [Christensen, 1998], il reste néanmoins difficile de privilégier un modèle plutôt que l'autre d'autant que ces modèles résolvent assez mal les zones où la déformation est distribuée sur des distances importantes, comme c'est le cas en Anatolie. On peut néanmoins noter qu'ils proposent systématiquement un changement brutal des directions de déplacement une fois les failles majeures traversées, ce qui induirait des variations brusques des directions de polarisation des ondes de cisaillement rapide dans le cas d'une anisotropie associée au déplacement des lithosphères au-dessus d'une asthénosphère moins visqueuse. En outre, la Figure 4.8 nous montre qu'une telle anisotropie serait caractérisée en Anatolie par des rotations importantes des directions de polarisation des ondes rapides.

4.2 Mesures sismologiques de la déformation du manteau supérieur

4.2.1. Mesures d'anisotropie en Anatolie

La Faille Nord Anatolienne a fait l'objet, durant la dernière décennie, de trois campagnes de couverture sismologique à grande échelle. Le premier réseau nommé ETSE (triangles inversés sur la

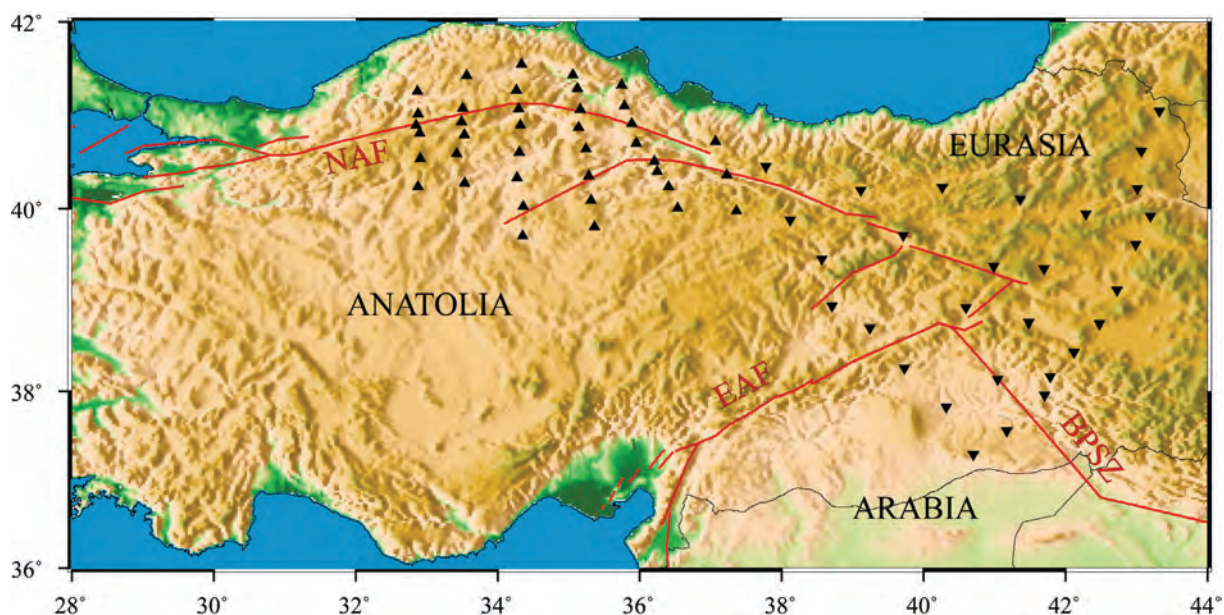


Figure 4.9: Carte présentant les stations sismologiques en Anatolie centrée sur la Faille Nord Anatolienne et associées à des mesures d'anisotropie sismiques à partir d'ondes SKS. Triangle: réseau NAFSE; Triangles inversés: réseau ETSE. NAF: North Anatolian Fault; EAF: East Anatolian Fault; BPSZ: Bitlis-Pötürge Suture Zone.

Figure 4.9), pour Eastern Anatolian Seismic Experiment (présentation du réseau et de ses résultats sur : <http://atlas.geo.cornell.edu/turkey/turkey.html>), s'est principalement focalisé sur la partie la plus orientale du plateau anatolien et notamment sur l'EAAC (Eastern Anatolian Accretionary Complex) et sa connexion avec la suture Bitlis-Pötürge (BPSZ sur la Figure 4.9). Il est constitué de 30 stations large-bande espacées d'environ 50 kilomètres, déployées durant deux années entre 2001 et 2003. La seconde expérience (triangles sur la Figure 4.9), qui s'est également étalée sur deux années (2006-2008), et nommée NAFPSE, pour North Anatolian Fault Passive Seismic Experiment (<http://www.geo.arizona.edu/NAF/>), est composée de 38 stations large-bande installées dans la continuité directe du précédent réseau. Sa structure en transects espacés d'environ 50 kilomètres a pour principale vocation d'étudier les variations des propriétés sismiques au travers de la FNA. Ce réseau se veut donc essentiellement centré sur l'étude de la limite de plaque. Enfin, une expérience plus récente, nommée SIMBAAD [Paul, et al., 2010], pour Seismic Imaging of the Mantle Beneath the Aegean-Anatolian Domain, a permis d'instrumenter l'ensemble de l'Anatolie et constitue donc un lien entre les deux précédents réseaux. Cette expérience étant toujours en cours, et n'ayant pour l'heure pas donné lieu à des publications, nous nous focaliserons uniquement sur les réseaux ETSE et NAFPSE pour l'étude de l'anisotropie associée à la Faille Nord Anatolienne.

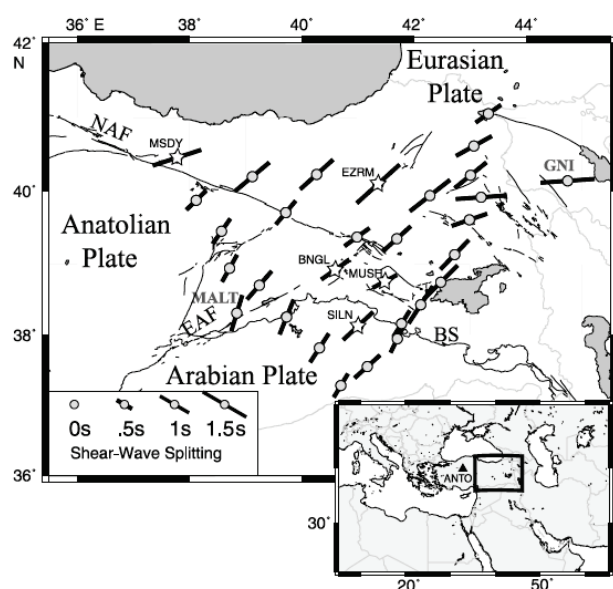


Figure 4.10: Mesures d'anisotropie moyennées à chaque station du réseau ETSE [Sandvol, et al., 2003].

La Figure 4.10 présente une carte des paramètres anisotropes (ϕ et δt) moyennés pour les stations du réseau ETSE [Sandvol, et al., 2003]. Nous pouvons voir qu'il existe une grande homogénéité des directions de polarisation des ondes rapides pour toutes les stations du réseau, avec des directions globalement N40°E à N45°E, et qu'il n'existe pas de variation claire des propriétés anisotropes au franchissement de la FNA ou des autres limites de plaque de la région. Ces directions générales de ϕ s'observent également plus à l'Est sous tout le réseau NAFPSE (Figure 4.10) avec toutefois de plus grandes variations des déphasages, ces derniers

passant d'environ 0,5 s à l'Est du réseau pour remonter à environ 1,5 s dans sa partie la plus occidentale, tout cela sans aucune relation avec des structures de surface [Biryol, et al., 2010].

Cette signature anisotrope simple est très surprenante dans un cadre aussi complexe que celui évoqué dans la partie précédente. Les directions de polarisation observées en Anatolie ne correspondent en effet à aucune structure lithosphérique connue et semblent tout à fait indépendantes de la plaque lithosphérique à laquelle elles sont rattachées. Nous ne notons, de plus, aucun signal clairement

associé à la FNA, si ce n'est une légère diminution des délais pour les stations situées sur la faille dans la Figure 4.11, et ce malgré une instrumentation sur plus de 1000 kilomètres de cette dernière. Les mesures d'anisotropie des ondes P_n [Al-Lazki, *et al.*, 2003; Al-Lazki, *et al.*, 2004], qui échantillonnent le manteau directement sous la croûte, ne sont guère plus encourageantes, ne montrant pas de directions rapides parallèles à la trace de la faille en surface.

Devant ce paradoxe, et en l'absence de tableaux ou de figures présentant les mesures

individuelles aux stations dans les articles cités plus hauts, nous avons décidé d'analyser plus en

détail les mesures d'anisotropie

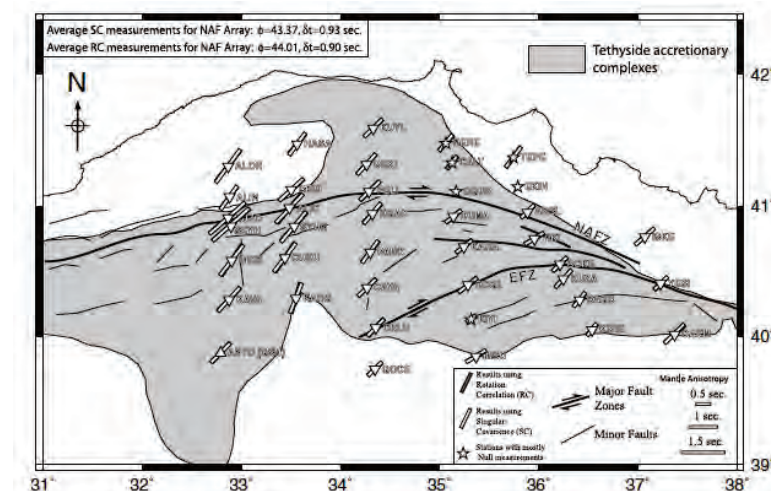


Figure 4.11: Carte des paramètres anisotropes sous l'Anatolie centrale [Birjol, *et al.*, 2010].

pour tenter d'y déceler d'éventuels marqueurs de la présence sous la station de plusieurs couches d'anisotropie. Nous avons pour cela dû procéder à une nouvelle analyse des données, en étant toutefois limité à l'étude de la station SEYH pour le réseau NAFSE pour cause de restrictions dans la disponibilité des données.

4.2.2. De la présence de deux couches anisotropes sous la FNA

La méthode classiquement employée pour déceler la présence de deux couches d'anisotropie sous une station sismologique est de représenter les paramètres anisotropes individuels en fonction du

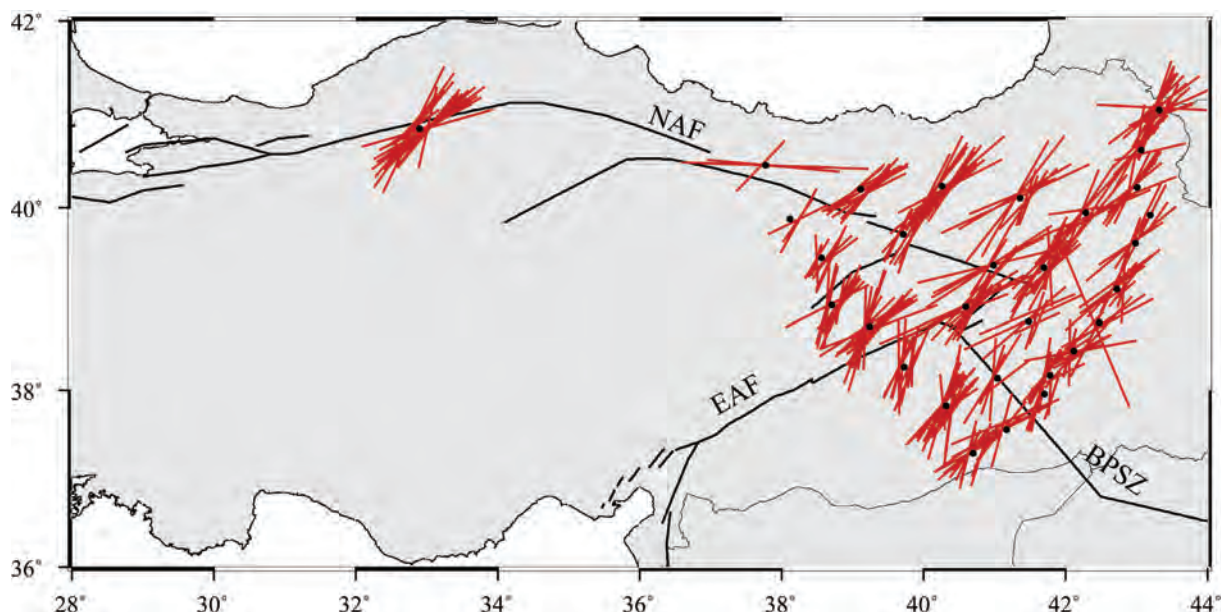


Figure 4.12: Carte présentant les paramètres anisotropes individuels projetés à 75 kilomètres le long du rai aux stations que nous avons ré-analysées (données présentées en Annexe).

backazimut de l'événement utilisé pour leur détermination. Il faut pour cela revenir à des mesures brutes, c'est à dire non moyennées à la station, qui sont encore porteuses d'une information relative à la direction de propagation des ondes.

La Figure 4.12 montre les paramètres anisotropes individuels que nous avons déterminés en utilisant le logiciel SplitLab [Wüstefeld, et al., 2008] et projetés à 75 kilomètres de profondeur le long du rai. Cette projection permet de mieux rendre compte de la couverture azimutale des stations et par conséquent de mieux appréhender les variations backazimutales des paramètres anisotropes. Nous pouvons voir que les événements analysés proviennent principalement de deux domaines azimutaux différents, un groupe d'événements provenant du ESE et un autre du ONO. Les paramètres anisotropes associés à ces deux groupes sont globalement semblables, ce qui semble aller à l'encontre de la présence de complexités verticales sous la FNA, vu que les mesures ne présentant pas de variations dépendantes de l'azimut sont généralement interprétées en termes d'une seule couche d'anisotropie. Cependant, le fait que les fenêtres azimutales des événements analysés soient séparées d'environ 180° ne permet pas d'affirmer qu'il n'existe pas de dépendance des paramètres anisotropes au backazimut. En effet, et comme nous l'avons expliqué pour la Faille de San Andreas, la présence de plusieurs couches d'anisotropie va se traduire par une périodicité de 90° dans les variations de ϕ et δt ; par conséquent, même dans l'hypothèse de la présence de plusieurs couches anisotropes sous la station, deux événements provenant de backazimuts qui diffèrent de 180° doivent produire les mêmes paramètres anisotropes.

Afin de bien rendre compte des implications de ce manque de couverture azimutale en Anatolie en ce qui concerne les ondes SKS, nous avons choisi de confronter à des modèles à deux couches

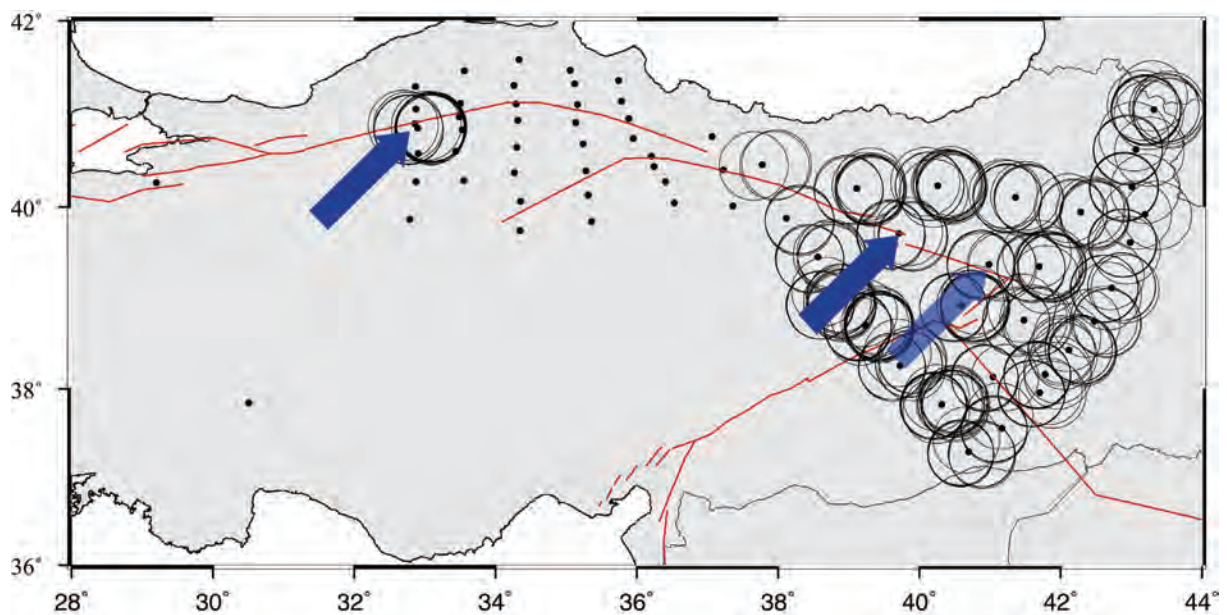


Figure 4.13: Carte présentant les premières zones de Fresnel à 75 kilomètres de profondeur le long du rai des ondes SKS utilisées pour la détermination des paramètres anisotropes présentés sur la Figure 4.12. Les flèches indiquent les stations échantillonnant un matériel majoritairement associé à la FNA, à savoir Ouest en Est: SEYH, UZML et KRLV.

d'anisotropie les données de deux stations situées directement sur la FNA. Ces stations sont désignées par une flèche pleine sur la Figure 4.13. Nous pouvons voir qu'à 75 kilomètres de profondeur (épaisseur moyenne de la lithosphère sous l'Anatolie), seules trois stations (SEYH, UZML et KRLV d'Ouest en Est) échantillonnent de manière non ambiguë un milieu associé à la FNA (leur zone de Fresnel en base de lithosphère étant centrée sur la faille). Cependant, du fait qu'elle soit installée à l'extrémité occidentale de la FNA, et qu'elle se situe par conséquent dans une zone où le rejet total de la faille est vraisemblablement faible, nous préférons écarter la station KRLV (bleu transparent sur la Figure 4.13) et nous concentrer sur les deux autres stations situées au-dessus de domaines plus matures.

Pour chacune de ces stations, nous avons testé deux modèles à deux couches d'anisotropie. Dans chaque cas, nous avons choisi comme direction de polarisation pour la couche supérieure, l'azimut de la faille (N-60°E pour UZML et N75°E pour SEYH) et une direction N40°E pour la couche inférieure qui correspond aux valeurs observées régionalement. Les tests ne différeront donc que par les valeurs de déphasage.

Dans un premier temps, nous choisissons pour les couches inférieures, des déphasages en accord avec les observations faites en Californie, la FNA étant proche de la SAF structuellement, à savoir environ 0,7 s pour une lithosphère d'à peu près 70 kilomètres d'épaisseur, ce qui est conforme à l'épaisseur de

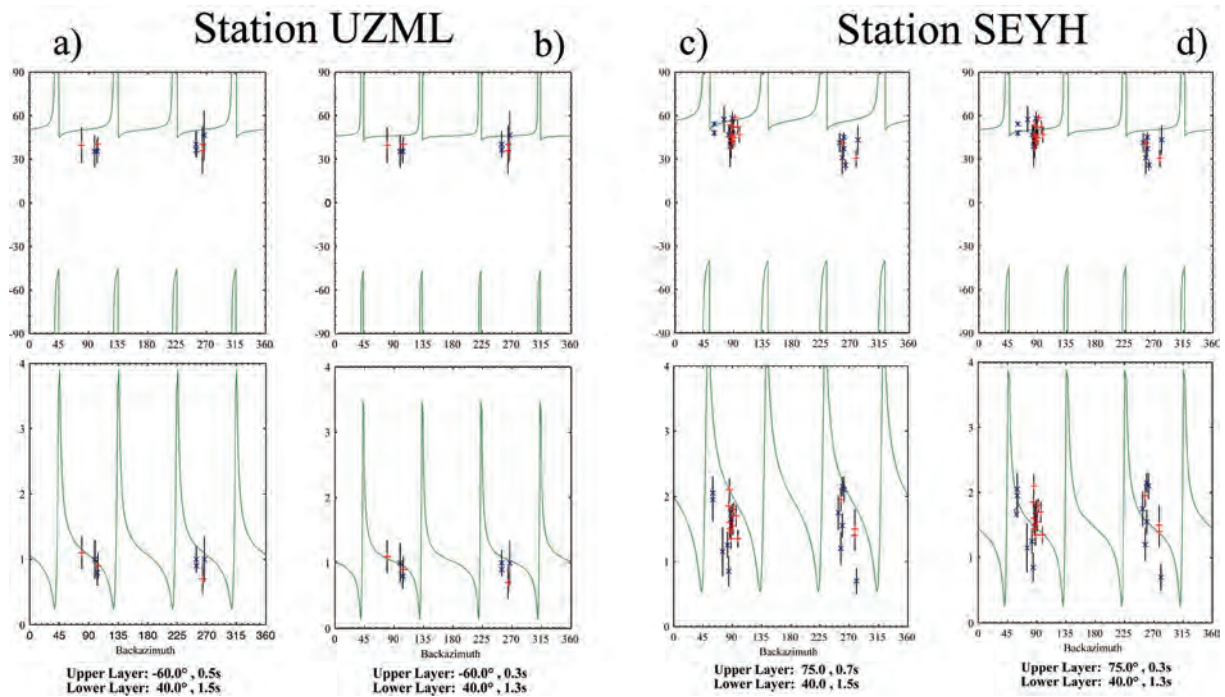


Figure 4.14: Paramètres anisotropes en fonction du backazimut de l'événement utilisé pour la mesure de l'anisotropie. Haut: directions de polarisation des ondes rapides en degrés par rapport au Nord; bas: déphasages en seconde. Les courbes vertes représentent les variations des paramètres anisotropes dérivées des modèles à deux couches d'anisotropie. Comparaison des données à la station UZML avec un modèle à deux couches défini par: a) $\phi_{up}=-60^\circ$ $\delta t_{up}=0.5s$; $\phi_{low}=40^\circ$ $\delta t_{low}=1.5s$; et b): $\phi_{up}=-60^\circ$ $\delta t_{up}=0.3s$; $\phi_{low}=40^\circ$ $\delta t_{low}=1.3s$. Comparaison des données à la station SEYH avec un modèle à deux couches défini par: a): $\phi_{up}=75^\circ$ $\delta t_{up}=0.7s$; $\phi_{low}=40^\circ$ $\delta t_{low}=1.5s$; et d): $\phi_{up}=75^\circ$ $\delta t_{up}=0.3s$; $\phi_{low}=40^\circ$ $\delta t_{low}=1.3s$.

lithosphère sous la station SEYH (à l'Ouest). Pour la station UZML (à l'Est) nous avons abaissé le délai à 0,5 s pour tenir compte du fait que la lithosphère est principalement constituée de croûte continentale. Enfin nous choisissons pour la couche inférieure un déphasage de 1,5 s, c'est à dire, à peu de choses près, la moyenne des délais observés sous l'Anatolie.

Les variations des paramètres anisotropes calculées pour ces modèles sont représentées par des courbes vertes sur la Figure 4.14a, pour la station UZML, et sur la Figure 4.14c pour la station SEYH. Nous voyons, pour les deux stations, que les backazimuts associés aux mesures d'anisotropie réalisées en Anatolie sont tous situés dans des intervalles où les modèles ne prédisent que peu de variations des paramètres anisotropes, particulièrement en ce qui concerne les directions de polarisation. Ceci rend difficile la caractérisation fiable de modèles à deux couches d'anisotropie. C'est d'autant plus problématique que le modèle proposé pour la station UZML est en bon accord avec les données, et peut donc tout à fait rendre compte d'une participation, à la hauteur de 0,5 s de déphasage, d'une déformation lithosphérique associée à la faille. Le constat est en revanche un peu plus contrasté pour la station SEYH où les valeurs de déphasage ne suivent pas tout à fait les variations prédites par le modèle.

Afin d'améliorer la corrélation visuelle entre les données *SKS* et les variations de polarisation modélisées, nous avons ensuite joué avec les délais des modèles à deux couches en veillant toutefois à conserver des valeurs raisonnables aux vues du contexte régional. Nous avons ainsi obtenu, pour les deux stations, un déphasage de 0,3 s dans la couche supérieure et de 1,3 s dans la couche inférieure. Les courbes de variations associées sont présentées sur la Figure 4.14b et la Figure 4.14d pour les stations UZML et SEYH respectivement. Nous voyons que les données *SKS* sont relativement bien corrélées aux variations des paramètres anisotropes prévues par les modèles et qu'il peut être raisonnable d'invoquer l'existence, sous la FNA, d'une couche anisotrope superficielle avec des directions de polarisation parallèles à la faille et un déphasage, certes faible, de l'ordre de 0,3 s. Cependant, la couverture azimutale disponible en Anatolie pour les ondes *SKS*, particulièrement pour deux ans d'enregistrement, est trop faible pour permettre de discriminer de manière indiscutable la présence ou non de deux couches.

Ainsi, s'il n'existe pas de preuve irréfutable de l'existence d'une signature anisotrope de la Faille Nord Anatolienne à partir des ondes *SKS*, hormis, peut-être, une diminution du déphasage pour les stations situées juste sur la faille au niveau du réseau ETSE, et pouvant être expliquée par une orthogonalité entre la faille et les directions de polarisation observées régionalement, la distribution azimutale des événements sismiques utilisés pour la détermination des paramètres anisotropes individuels ne permet pas de trancher en faveur ou non de l'existence d'une zone de déformation profonde associée à la faille. Pour mettre fin au débat, il serait nécessaire de mettre en place un réseau de sismographes permanents qui permettrait, au fil des années, d'améliorer la couverture azimutale en Anatolie et vraisemblablement de réaliser des mesures dans des cadrans azimutaux plus propices à l'étude des

variations des paramètres azimutaux. En attendant, et faute d'informations supplémentaires, le choix doit se porter sur une interprétation des mesures qui soit la plus simple possible, à savoir la présence sous la FNA d'une seule couche d'anisotropie.

4.2.3. Discussions sur l'origine de l'anisotropie régionale

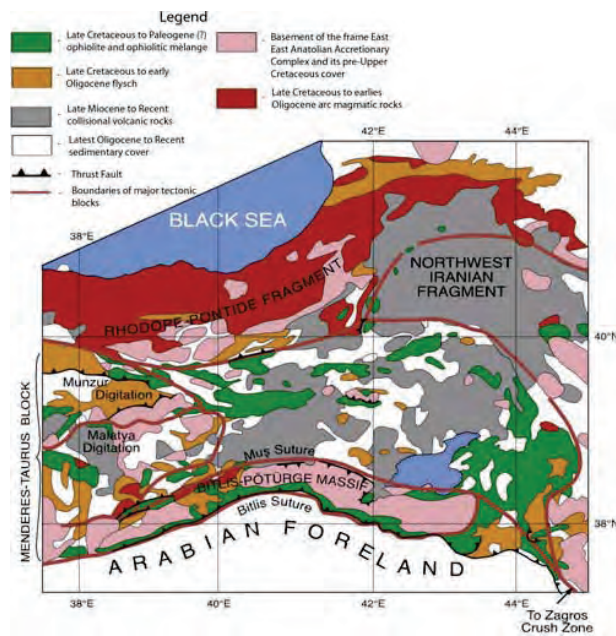


Figure 4.15: Carte géologique simplifiée et unités tectoniques du Haut Plateau Est Anatolien [Şengör, et al., 2003].

Si, comme nous venons de le voir, la présence d'une zone anisotrope en relation avec la FNA est loin d'être admise, les directions de polarisation observées régionalement en Anatolie nourrissent de nombreux débats. En effet, les directions de polarisation moyennes d'environ N40°E mesurées sous les réseaux ETSE et NAFPSE ne correspondent à aucune structure connue en surface. Comme nous le montre la Figure 4.15, et en plus d'être à l'intersection entre trois plaques lithosphériques, l'Anatolie est constituée de nombreuses unités ou fragments tectoniques différents qui sont autant de blocs lithosphériques accrétés durant la fermeture de la Téthys [Şengör, et al., 2003; Dilek et Sandvol, 2009]. Il est par conséquent

difficile d'admettre qu'une anisotropie ayant une signature aussi simple que celle observée en Anatolie soit localisée dans la lithosphère. Elle est donc nécessairement située dans l'asthénosphère ou plus profondément dans le manteau supérieur, même si la légère variabilité des déphasages dans la partie orientale du réseau NAFPSE peut favoriser la participation au signal d'hétérogénéités latérales plus communes aux structures de surface. Cependant, à l'inverse de ce que l'on pouvait envisager en Californie, cette anisotropie ne peut pas être reliée à un cisaillement induit par le déplacement des lithosphères en présence. En effet, nous n'observons pas de variations des paramètres anisotropes le long de transects franchissant les limites de plaques ni de rotation des directions de polarisation en Anatolie comme le laissait présager la Figure 4.8.

Une des hypothèses les plus plausibles serait la présence, sous l'Anatolie, et plus largement sous les hauts plateaux turco-iraniens, d'un écoulement mantellique actif orientant les cristaux d'olivine dans une direction globalement NE/SO. C'est le choix fait par Sandvol et al. [2003], qui, en se basant sur les équations de Silver et Holt [2002] ont proposé une large combinaison de directions d'écoulement permettant de rendre compte des directions de polarisation observées. Ils ne proposent cependant pas d'origine possible à ces différentes directions d'écoulement. Crespi et al. [2007], en avançant l'hypothèse de l'existence d'un « courant tectonique » global associé à une « dérive » vers l'Ouest de

l'ensemble des lithosphères, vont également dans ce sens. Ils montrent en effet que ce courant viendrait s'orienter à peu près N45°E sous le Moyen-Orient, se corrélant de fait avec les directions de ϕ observées. Ce type de modèle est cependant marginal et reste largement discuté.

Une alternative aux courants actifs est l'invocation de courant mantellique se développant localement en réponse aux mouvements des différents panneaux plongeant présents dans cette région. *Biryol et al.* [2010], par exemple, explique les directions de ϕ observées par un flux qui découlerait de l'effet de succion provoqué par le retrait des panneaux plongeants égéen et chypriote. Cette relation est cependant discutable du fait de la grande distance séparant l'Anatolie orientale des zones de subduction de la mer Egée et de Chypre (> 1500 kilomètres), même si l'actuelle subduction tyrrhénienne vers la Sicile a probablement influencé pendant son retrait la structure du manteau dans le Sud de la France [*Barruol et Granet*, 2002; *Barruol, et al.*, 2004; *Lucente, et al.*, 2006]. Cependant, contrairement à ce qui est observé en Méditerranée occidentale et en Mer Égée [*Jolivet, et al.*, 2009], il n'existe aucune preuve d'extension crustale associée à des retraits de panneaux plongeant en Anatolie orientale. *Faccenna et Becker* [2010] expliquent quant à eux la majeure partie de la dynamique méditerranéenne, à savoir le mouvement des micro-blocs, les anomalies de topographies, etc. par des convections mantelliques à petite échelle qui pourraient rendre compte des directions de polarisation observées sous l'Anatolie. Ces convections peuvent être reliées à la présence, sous la Faille Est Anatolienne, de fragments de panneaux plongeant [*Biryol, et al.*, 2011] vraisemblablement issus de la rupture de l'ancienne lithosphère téthysienne lors de la fermeture de la Néo-Téthys entre 13 et 6 Ma [*Dilek et Sandvol*, 2009].

4.3 Comparaison de deux limites de plaques décrochantes : la Faille Nord Anatolienne et la Faille de San Andreas

Nous avons évoqué plus haut, grâce à la Figure 4.1, la similarité qui existe entre la Faille de San Andreas et la Faille Nord Anatolienne tant en termes de structures (géométrie, longueur, etc.) que de dynamique (directions de cisaillement, vitesse de glissement, etc.) mais aussi du point de vue de leur dangerosité de par le fait qu'elles se trouvent toutes deux à proximité immédiate de grands centres urbains tels que Los Angeles, San Francisco ou Istanbul. Cependant, ces similitudes masquent d'importantes divergences en termes de signature anisotrope et donc de propagation de la déformation. La faille de San Andreas se démarque en effet de la Faille Nord Anatolienne par la mise en évidence d'une couche anisotrope, vraisemblablement localisée dans la lithosphère, montrant des directions de polarisation parallèles à la structure de la FSA en surface. Toutes les tentatives d'obtenir le même type de résultats sous la FNA ont pour l'instant échouées, nous conduisant à nous questionner sur la répartition de la déformation sous cette limite de plaque.

Si les paragraphes précédents étaient principalement consacrés à la description de la FNA et à la présentation des mesures d'anisotropie en Anatolie, nous nous focaliserons, dans cette partie, sur les

possibles causes de l'absence de signature anisotrope associée à la FNA et ce, par le biais d'une comparaison entre les caractéristiques de Faille de San Andreas et de la Faille Nord Anatolienne.

4.3.1. Partitionnement de la déformation en surface

Autour de la Faille de San Andreas, les paramètres anisotropes mettant en évidence la présence de deux couches d'anisotropie, s'ils sont nombreux en Californie centrale et en Californie du Nord [Ozalaybey et Savage, 1994; Silver et Savage, 1994; Ozalaybey et Savage, 1995; Hartog et Schwartz, 2000,2001; Bonnin, et al., 2010], sont absents de la Californie du Sud [Liu, et al., 1995; Kosarian, et al., 2011]. Or la Californie du Sud est caractérisée par un fort partitionnement de la déformation et notamment par une démultiplication du nombre de failles. Le mouvement relatif entre la plaque Pacifique et la plaque Amérique du Nord est donc accommodé sur de nombreuses failles ne permettant vraisemblablement pas à une déformation mesurable par des ondes téléseismiques à grande longueur d'onde de se développer. Les domaines présentant une participation de la FSA à la signature anisotrope sont donc caractérisés par une localisation de la déformation sur une seule, ou du moins, sur un nombre très réduit de failles (2 à 3). Une hypothèse envisageable pour expliquer l'absence d'anisotropie à grande échelle associée à la FNA peut donc être celle d'un trop grand partitionnement de la déformation à travers l'Anatolie.

La FNA, comme nous le montrent les données GPS [Reilinger, et al., 2006] (cf. Figure 4.6), accommode l'essentiel du mouvement relatif entre le bloc Anatolie et la plaque Eurasie. Ces données montrent en effet que la branche se développant vers l'intérieur de l'Anatolie n'accommode que très peu de déplacement. La FNA est donc de ce point de vue très comparable à la partie centrale de la Faille de San Andreas, et devrait par conséquent être propice au développement d'une déformation pénétrative dans la croûte et *a priori* dans le manteau. La distribution de la déformation à l'échelle de l'Anatolie n'est donc vraisemblablement pas à l'origine de l'absence d'observation d'une anisotropie reliée à la limite de plaque.

4.3.2. Âge de la faille et quantité de déformation associée

La quantité de déformation produite à la faille est un paramètre déterminant quand on s'intéresse à l'anisotropie sismique. En effet, la force des fabriques cristallographiques, qui sont à l'origine de cette anisotropie, va être fortement dépendante de la quantité de déformation finie subie par le milieu, en particulier pour des quantités de déformation relativement faibles ($\gamma < 3$, γ représentant le facteur d'allongement d'un objet déformé). Or la déformation finie est directement dépendante du rejet total de la faille, lui-même fonction de son âge et de son taux de glissement moyen, et de la largeur de la zone déformée.

En Californie, la zone à deux couches d'anisotropie s'étend, au niveau de la Baie de San Francisco où elle est la plus large, sur environ 100 kilomètres [Thatcher et England, 1998] et sur quelques dizaines de kilomètres plus au Sud, où la Faille de San Andreas ne présente qu'une seule branche. Le rejet total

de la FSA étant d'environ 300 kilomètres [Wallace, 1990 et références associées], on obtient un γ systématiquement supérieur à 3 ce qui est en accord avec le développement, en profondeur, de fabriques cristallographiques suffisamment fortes et suffisamment pénétratives pour créer une anisotropie sismique mesurable par des ondes *SKS*.

En Anatolie, la zone de déformation associée à la FNA est relativement étroite, se limitant à quelques kilomètres [Hubert-Ferrari, *et al.*, 2002]. Le rejet total, certes plus limité que celui de la faille de San Andreas du fait du plus jeune âge de la FNA, atteint tout de même 80 kilomètres [Hubert-Ferrari, *et al.*, 2002]. La quantité de déformation γ est donc certainement suffisante pour y voir se développer des fabriques cristallographiques fortes jusqu'à des profondeurs lithosphériques. En outre, nous avons vu dans la partie concernant la modélisation numérique de la déformation sous une limite de plaque décrochante en mouvement, réalisée pour des vitesses de glissement à la faille proches de celles mesurées en Anatolie et pour une limite de plaque de 10 kilomètres de large, qu'une anisotropie associée au décrochement pouvait être mesurée sous la limite de plaque au bout de seulement 5 Ma de déformation. Les 10 Ma d'existence de la FNA semblent donc être largement suffisants pour qu'une anisotropie mesurable par des ondes de cisaillement téléseismiques s'y développe.

4.3.3. Structure de la lithosphère et partitionnement de la déformation en profondeur

Le voisinage de la Faille de San Andreas comme celui de la Faille Nord Anatolienne est marqué par la présence, à des profondeurs lithosphériques, d'importantes anomalies de température. Dans ces deux cas, les anomalies, causées par l'ouverture de fenêtres asthénosphériques suite à des ruptures de panneaux plongeant consécutif au blocage de la zone de subduction associée [Hamilton, 1969; Dilek *et Sandvol*, 2009], sont accompagnées d'importantes érosion du manteau lithosphérique. En témoigne les importants épanchements volcaniques présents en Californie centrale [Dickinson, 1997; Titus, *et al.*, 2007] ou en Anatolie Orientale [Dilek *et Sandvol*, 2009]. La lithosphère sous ces deux limites de plaques majeures a ainsi une épaisseur comprise entre 60 et 70 kilomètres [Melbourne *et Helmberger*, 2001; Li, 2007; Abt, *et al.*, 2010; Pasyanos, 2010].

Cette similitude des épaisseurs lithosphériques doit cependant être nuancée par une importante disparité des épaisseurs crustales. En Californie, la croûte continentale est ainsi épaisse d'environ 25 kilomètres [Wallace, 1990; Zhu *et Kanamori*, 2000; Yan *et Clayton*, 2007], se trouvant légèrement amincie par rapport à une épaisseur de croûte, dite « normale », de 30 kilomètres. A l'inverse, l'Anatolie est caractérisée par une zone de hauts plateaux présentant des croûtes sensiblement épaissies, de l'ordre de 40 à 50 kilomètres [Zor, *et al.*, 2003]. Ces importantes différences d'épaisseur crustale, pour des épaisseurs de lithosphère globalement équivalentes, se traduisent par un important écart quant à la quantité de manteau lithosphérique présente sous ces limites de plaques. Or, l'essentiel de l'anisotropie sismique contenue dans la lithosphère est généralement attribué au manteau lithosphérique, qui est majoritairement constitué d'olivine, cristal anisotrope intrinsèquement et développant de fortes fabriques cristallographiques dans les conditions de pression et température

régnant dans la lithosphère [Nicolas et Christensen, 1987]. La croûte est quant à elle généralement vue comme présentant une signature anisotrope, pour les ondes téléseismiques au moins, de second ordre (cf. discussion dans la section 2.2.2).

Il est donc raisonnable de penser que notre incapacité à mesurer une anisotropie associée à la Faille Nord Anatolienne soit principalement due à une importante érosion thermique du manteau lithosphérique sous la zone de hauts plateaux [Şengör, *et al.*, 2003]. Un tel processus a pour conséquence de limiter le développement de l'anisotropie à la seule croûte, croûte qui est connue pour être relativement faiblement anisotrope à grande échelle. Cette explication de l'absence d'anisotropie reliée à la limite de plaques nécessite néanmoins la présence d'une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère afin de rendre compte du fait que la déformation ne se développe pas en profondeur. La présence d'une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère semble en outre justifiée par le fait que les directions de polarisation mesurées en Anatolie soient totalement déconnectées des mouvements de plaques et des structures de surface. Cette nécessité de faire intervenir une zone de découplage sous la FNA pour rendre compte des mesures d'anisotropie constitue l'un des points communs les plus troublants avec la Faille de San Andreas.

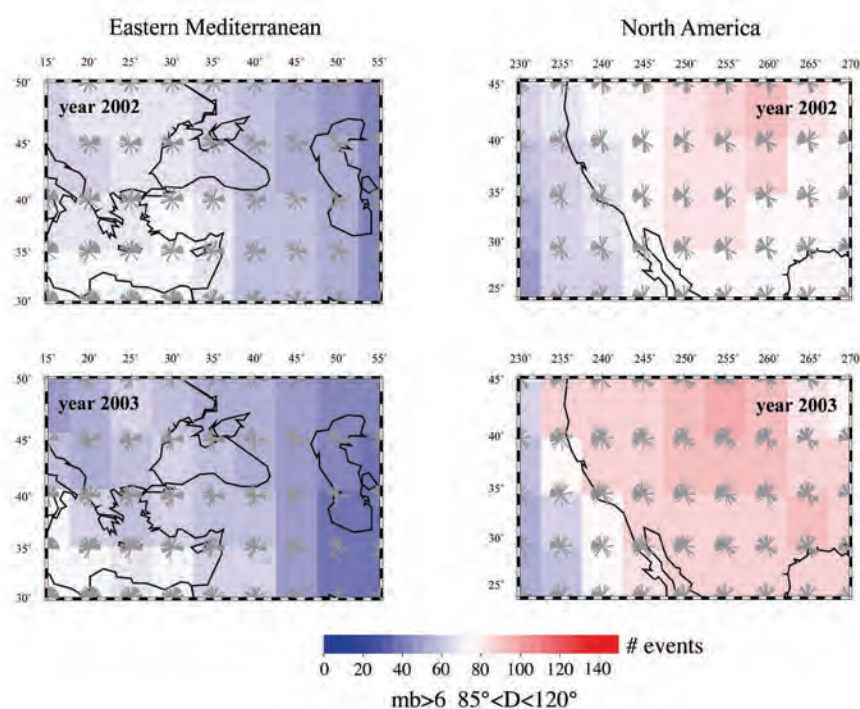


Figure 4.16: Carte présentant le nombre d'ondes SKS supérieures à une magnitude de 6 pouvant être enregistrées en Méditerranée orientale (gauche) et en Amérique du Nord (droite) pour les années 2002 (haut) et 2003(bas) ainsi que leur couverture azimutale (barres grises). <http://www.gm.univ-montp2.fr/spip/spip.php?article1006>.

4.4 Conclusion

Bien qu'elle présente de nombreuses similitudes avec la faille de San Andreas, la faille Nord Anatolienne n'a pour l'instant pas fourni de preuve de son enracinement dans le manteau, l'ensemble des mesures en Anatolie étant caractérisées par des directions de polarisation des ondes rapides obliques à la faille. Ce paradoxe peut avoir deux origines que l'on ne peut discriminer en l'état actuel des choses.

En premier lieu, la couverture azimutale en ondes *SKS* disponible pour l'Anatolie à partir des expériences temporaires d'une durée de deux années, est très incomplète. En effet, seuls deux cadrans azimutaux sont éclairés et, qui plus est, ces deux cadrans rassemblent des événements provenant d'azimuts séparés de 180° . Sachant que la présence de deux couches d'anisotropie se met en évidence grâce à l'observation de variations azimutales des paramètres anisotropes d'une périodicité de $\pi/2$, il est par conséquent difficile de pouvoir déduire des données actuelles la présence d'une éventuelle complexité verticale. Ce problème pourrait être résolu par la mise en place, en Anatolie, de stations sismologiques permanentes permettant d'améliorer au fil du temps la couverture azimutale disponible et la qualité des données. La Figure 4.16, qui présente le nombre d'ondes *SKS* de magnitude $m_b > 6$ pouvant être enregistrées les années 2002 et 2003 en Méditerranée orientale et en Amérique du Nord, montre ainsi que seule une soixantaine d'événements ont pu être analysés chacune de ces années en Anatolie pendant que la Californie en fournissait environ une centaine. Cette Figure nous montre également que ces deux régions présentent une couverture azimutale relativement complète mais déséquilibrée, certains cadrans azimutaux étant plus largement éclairés que d'autres. Sachant que seuls environ 10% de l'ensemble des événements enregistrés conduisent à une mesure fiable des paramètres anisotropes, on comprend mieux la nécessité de recourir, le plus systématiquement possible, à l'utilisation de stations permanentes.

Notre difficulté à déceler une déformation mantellique associée à la FNA peut aussi simplement vouloir dire qu'il n'y en a pas. En nous basant sur les observations faites en Californie et sur notre modélisation numérique de la déformation sous une limite de plaque décrochante, nous pensons qu'une éventuelle absence de déformation pénétrative sous la FNA peut être attribuée à l'importante érosion thermique du manteau lithosphérique sous les hauts plateaux turco-iraniens. En effet, un manteau lithosphérique extrêmement aminci ne laisse guère de possibilité à la déformation associée à la dynamique de la limite de plaques de se développer en profondeur. Cette explication nécessite néanmoins l'existence d'une zone de découplage généralisée entre la lithosphère et l'asthénosphère sous l'ensemble des hauts plateaux anatoliens et empêchant la déformation décrochante de se développer dans l'asthénosphère. Si nous n'avons pas d'explication pour l'origine de cette zone de découplage, elle semble néanmoins en accord avec le fait que les mesures d'anisotropie ne sont en relation avec aucune structure de surface ni aucun mouvement absolu de plaque. Ceci suggère, peut-être, que la déformation visible actuellement dans le manteau ait pu être induite par le retrait de

panneaux plongeant vers la mer Égée et la Turquie. Ce phénomène a par ailleurs été mis en évidence dans d'autres régions méditerranéennes et indiquerait que la déformation du manteau supérieur soit fortement contrôlée par le mouvement des zones de subduction et des panneaux plongeant associés.

Chapitre 5 - Conclusions et perspectives

5.1 Conclusions

Le travail réalisé pendant cette thèse a permis d'apporter de nouvelles contraintes sur le développement et la distribution de la déformation dans le manteau supérieur et plus particulièrement au niveau des grandes limites de plaques décrochantes.

Nous avons en effet produit à partir des données de l'expérience USArray et des réseaux permanents des universités californiennes une nouvelle carte de l'anisotropie sismique sous la Californie centrale (Chapitre 2, [Bonnin, *et al.*, 2010]). L'augmentation sensible de la couverture sismologique régionale ainsi que l'augmentation considérable de la quantité de données depuis la dernière étude ayant porté sur cette région [Polet et Kanamori, 2002], nous ont permis d'observer de manière fine les variations latérales des paramètres anisotropes à travers la faille et de proposer des modèles à deux couches d'anisotropie parmi les mieux contraints à ce jour, et sans *a priori*. Le nombre important de stations concernées par ces modèles à deux couches (16) ainsi que l'homogénéité des paramètres anisotropes déduits de ces modèles montrent d'ailleurs la validité de ce signal à l'échelle de la faille. Les déphasages associés aux couches supérieures et le fait que les directions de polarisation y soient orientées parallèlement à la trace des failles en surface suggèrent fortement une localisation de cette anisotropie dans la lithosphère. Par ailleurs, les variations des paramètres anisotropes individuels en fonction de la distance aux failles du système de San Andreas nous ont permis d'en confirmer l'extension lithosphérique (à une profondeur de 70 kilomètres) et d'estimer à 40 kilomètres la largeur de la zone déformée associée à ces failles. La couche anisotrope la plus profonde semble quant à elle être localisée dans l'asthénosphère et présente une rotation des directions de polarisation rapides d'Est en Ouest depuis des directions NE/SO vers des directions NO/SE. Nous avons proposé que cette couche et la rotation associée soient produites par le déplacement vers l'Ouest du système plaque Pacifique / plaque Nord Amérique.

Nous avons, dans un deuxième temps, procédé à la modélisation thermomécanique de la migration d'une limite de plaque décrochante couplée à une modélisation du développement de fabriques cristallographiques par une approche viscoplastique auto-cohérente (Chapitre 3). Le but de ces modélisations était d'étudier le développement de la déformation sous de telles structures et les conséquences des possibles interactions entre la déformation décrochante en surface et le cisaillement en base de lithosphère dû au déplacement horizontal des plaques. Les propriétés élastiques déduites

des fabriques cristallographiques nous ont ensuite permis de comparer la signature anisotrope du modèle, déduite d'ondes *SKS* synthétiques, aux mesures d'anisotropie réalisées en Californie.

Nous avons ainsi pu remarquer que des interactions entre la déformation liée à la faille et celle liée au déplacement de la plaque existent à l'échelle de notre modèle et qu'elles induisent une rotation des directions d'orientation des fabriques cristallographiques de l'olivine sous la limite de plaques. On observe, en surface du modèle (< 30 kilomètres), que les axes [100] de l'olivine sont orientés parallèlement à la direction de la faille, c'est à dire N/S, et que les fabriques associées sont conformes à une déformation caractérisée par une foliation verticale à linéation horizontale. Sous la faille, en base de lithosphère, vers 100 kilomètres de profondeur sous la faille, les fabriques sont différentes : les axes [100] sont majoritairement orientés parallèlement au mouvement des plaques, c'est à dire NO/SE dans le modèle, mais on conserve toutefois une déformation à plans de foliations verticaux. Ces rotations se manifestent, en termes d'anisotropie sismique, par une variation des paramètres anisotropes ϕ et δt en fonction de la polarisation initiale des ondes *SKS* synthétiques propagées au travers du modèle. La dépendance azimutale des paramètres anisotropes dérivés du modèle thermomécanique ne peut cependant pas être interprétée en termes de deux couches d'anisotropie, comme cela est fait en Californie, à cause de la rotation trop progressive des axes cristallographiques avec la profondeur. Ceci est dû à l'important couplage qui existe dans notre modèle entre la lithosphère et l'asthénosphère, ce qui nous fait penser que la présence sous la Californie de deux couches anisotropes bien individualisées y dénote l'existence d'une zone de découplage qui sépare clairement la déformation associée à la dynamique de la limite de plaque et d'origine lithosphérique, de la déformation asthénosphérique due à un cisaillement induit par le déplacement de la lithosphère au-dessus d'un manteau passif.

Nous avons également montré que les directions de polarisation des ondes rapides observées en Californie centrale et orientées E/O ne pouvaient être uniquement expliquées par le cisaillement induit par le mouvement de la lithosphère Nord Amérique sur le manteau plus profond. Le déplacement, dans le modèle, de la lithosphère présentant des vitesses comparables à celles de la plaque Nord Amérique, ne permet pas de produire une anisotropie détectable par des ondes se propageant verticalement comme les ondes *SKS* et ne peut donc rendre compte de déphasages de l'ordre de 1,5 s tels que ceux observés en Californie. L'anisotropie asthénosphérique qui y est observée provient donc vraisemblablement d'un écoulement actif du manteau supérieur sous la Californie dont le mouvement relatif par rapport à la lithosphère induit une anisotropie dont l'axe de symétrie rapide est orienté E/O. Cette origine avait déjà été évoquée à plusieurs reprises par le passé mais sans accords sur les causes géodynamiques de cet écoulement [Ozalaybey et Savage, 1995; Hartog et Schwartz, 2000,2001; Polet et Kanamori, 2002; Silver et Holt, 2002].

Nous avons enfin pointé du doigt l'importance de la présence d'une anomalie négative de viscosité sous la limite de plaques afin d'y localiser la déformation décrochante. En effet, la présence d'une lithosphère froide sous la faille tend à bloquer la propagation de la déformation en profondeur et induit

par là même une distribution de la déformation décrochante à l'ensemble du modèle. Il est par conséquent intéressant de remarquer que la Faille de San Andreas ainsi que la Faille Nord Anatolienne, se sont développées à l'interface entre une lithosphère océanique « froide » et une zone de remontée de matériel profond et chaud.

En parallèle à ces travaux, nous nous sommes intéressés à la Faille Nord Anatolienne. Comme nous l'avons illustré dans le Chapitre 4, cette faille, dont les dimensions sont proches de celles de la Faille de San Andreas, ne présente toutefois pas de signature anisotrope propre émergeant de la signature régionale. L'anisotropie en Anatolie est en effet caractérisée par des directions NE/SO qui s'opposent à l'orientation E/O et NNE/SSO de la faille. En analysant les éventuelles variations azimutales des paramètres anisotropes pour des stations proches de la faille, nous sommes rendus compte que la couverture azimutale disponible dans cette région pour les durées expérimentales disponibles est largement insuffisante pour pouvoir affirmer qu'il existe ou non une couche anisotrope associée à la Faille Nord Anatolienne. Si toutefois cette couche n'existe pas, ceci pourrait être dû à la forte érosion thermique du manteau lithosphérique sous l'Anatolie suite à la rupture du panneau plongeant de l'ancienne Téthys après la collision Arabie/Eurasie. La présence d'un manteau sommital fortement perturbé est indiquée par de nombreuses études sismologiques et par l'intense volcanisme dans la région, et limiterait vraisemblablement l'expression d'une anisotropie lithosphérique à la seule croûte, croûte qui ne s'avère que peu anisotrope à l'échelle des ondes téléseismiques de type *SKS* du fait probable de la concentration de la déformation qui pourrait la rendre invisible aux grandes longueurs d'onde. Enfin, la région anatolienne semble, comme la Californie, concernée par une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère, découplage qui permettrait d'expliquer l'absence de corrélation entre l'anisotropie mesurée et les structures de surface connues par la cartographie ou avec le mouvement absolu des plaques dans la région.

5.2 Perspectives

Si nous avons pu, au travers de ce travail de thèse, apporter des contraintes indirectes sur la distribution verticale et latérale de l'anisotropie grâce à l'utilisation combinée de données *SKS*, de la modélisation numérique et des données pétrophysiques, notre approche visant à mesurer de manière systématique l'anisotropie contenue dans la croûte au moyen des fonctions récepteur s'est heurtée à la faiblesse du signal associé à ces techniques. L'anisotropie et les conversions d'ondes aux interfaces étant toutes deux des signaux de deuxième ordre, elles nécessitent, pour qu'on puisse les coupler, un signal d'une qualité extrême. De telles données ne peuvent-être obtenues que dans des contextes géologiques et géodynamiques relativement simples, et donc à intérêt limité, ou grâce à des systèmes d'instrumentation peu bruités tels que des stations permanentes en contexte de bas bruit ou des antennes sismologiques... De tels systèmes ne pouvant être généralisés à l'échelle du globe pour cause de coûts importants, il faut se tourner vers le développement d'autres approches sismologiques telles

que les tomographies de bruit sismique, déjà utilisé avec succès dans le Alpes occidentales [Fry, *et al.*, 2010], l'inversion 3D de paramètres tels que « l'intensité de splitting » [Chevrot, 2000; Chevrot *et* Monteiller, 2009; Monteiller *et* Chevrot, 2011] ou des inversions basées sur les ondes de surface [par ex., Yuan *et* Romanovicz, 2010], les inversion conjointes fonctions récepteur/SKS [par ex., Obrebski, *et al.*, 2010] ou encore la modélisation [Savage, *et al.*, 2007; Hammond, *et al.*, 2010]. Si aucune approche ne combine pour le moment la résolution latérale et la fiabilité des ondes *SKS* avec la résolution verticale des ondes de surface, le développement récent de ces nouvelles méthodes combiné à l'accroissement exponentiel de la quantité de données sismologiques et de leur disponibilité *via* le web permet d'envisager le futur de manière optimiste.

Bien que les données sismologiques soient déterminantes dans la caractérisation de la déformation, il est également nécessaire de produire des modèles numériques de déformation du manteau possédant un comportement plus proche de la réalité. En effet, si les modèles réalisés dans le cadre de ce travail de thèse permettent, à partir de paramètres simples, de produire des signatures anisotropes mesurables et exploitables, l'utilisation de viscosités isotropes dans la modélisation thermomécanique ne permet pas de prendre en compte l'héritage structural ou l'influence du développement des fabriques cristallographiques sur la propagation de la déformation. Si l'implémentation du code VPSC dans un code d'éléments finis de modélisation thermomécanique a déjà été effectuée par le passé [Knoll, *et al.*, 2009; Tommasi, *et al.*, 2009], le couplage de VPSC avec ADELI, logiciel libre et principalement dédié à l'étude de la lithosphère, permettrait vraisemblablement d'aller plus loin dans la modélisation 3D anisotrope. L'utilisation de viscosité anisotrope permettra notamment de pallier l'extrapolation des vitesses de déformation obtenues dans le modèle thermomécanique pour le calcul des fabriques et d'obtenir, sans simplification, les propriétés élastiques du milieu à un temps t de l'expérience. La possibilité de modifier le code d'ADELI nous permettra également d'implémenter par exemple le processus de *shear-heating* et d'étudier son effet sur la localisation de la déformation et sur le développement des fabriques cristallines. Nous allons procéder dans les semaines à venir à la finalisation du couplage entre ces deux codes et espérons produire des modèles prenant en compte une viscosité anisotrope dans le courant de l'année.

Enfin, les modèles tridimensionnels que nous avons produits, de par le fait que les propriétés élastiques y sont parfaitement décrites dans l'espace, pourraient permettre de tester la validité et, le cas échéant, la résolution des approches affirmant pouvoir déterminer la localisation verticale de l'anisotropie. En effet, la mise à disposition à la communauté de jeux de données *SKS*, ou autre, dont nous serions les seuls à connaître les milieux échantillonnés, permettrait vraisemblablement de couper court à de nombreuses discussions concernant la méthode la plus capable de localiser précisément l'anisotropie en profondeur.

Références (hors publications)

- Abt, D. L., Fisher, K. M., French, S. W., Ford, H. A., Yuan, H. and Romanovicz, B. (2010), North American lithospheric discontinuity structure imaged by *Ps* and *Sp* receiver functions, *J. Geophys. Res.*, 115(B09301), doi:10.1029/2009JB006914.
- Al-Damegh, K., Sandvol, E. A., Al-Lazki, A. and Barazangi, M. (2004), Regional seismic wave propagation (*Lg* and *Sn*) and *Pn* attenuation in the Arabian Plate and surrounding regions, *Geophys. J. Int.*, 157, 775-795, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02246.x.
- Al-Lazki, A., Seber, D., Sandvol, E. A., Türkelli, N., Mohamad, R. and Barazangi, M. (2003), Tomographic *Pn* velocity and anisotropy structure beneath the Anatolian plateau (eastern Turkey) and the surrounding regions, *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), doi:10.1029/2003GL017391.
- Al-Lazki, A., Sandvol, E. A., Seber, D., Barazangi, M., Türkelli, N. and Mohamad, R. (2004), *Pn* tomographic imaging of mantle lid velocity and anisotropy at the junction of the Arabian, Eurasian and African plates, *Geophys. J. Int.*, 158, 1024-1040, doi:10.1111/j.1365-246X.2004.02355.x.
- Alsina, D. and Snieder, R. (1995), Small-scale sublithospheric continental mantle deformation: Constraints from SKS splitting informations, *Geophys. J. Int.*, 123, 431-448.
- Ambraseys, N. N. (1970), Some characteristic features of the North Anatolian Fault zone, *Tectonophysics*, 9, 143-165.
- Ammon, C. J., Randall, G. E. and Zandt, G. (1990), On the nonuniqueness of receiver function inversions, *J. Geophys. Res.*, 95(B10), 15,303-315,318.
- Andrews, D. L., Gordon, R. B. and Horner-Johnson, B. C. (2006), Uncertainties in plate reconstructions relative to hotspots; Pacific-hotspot rotations and uncertainties for the past 68 million years, *Geophys. J. Int.*, 166(2), 939-951.
- Ansel, V. and Nataf, H. C. (1989), Anisotropy beneath 9 stations of the Geoscope broadband network as deduced from shear-wave splitting, *Geophys. Res. Lett.*, 16, 409-412.
- Armijo, R., Meyer, B., Hubert, A. and Barka, A. A. (1999), Propagation of the North Anatolian into the North Aegean: Timing and kinematics, *Geology*, 27, 267-270.
- Assumpção, M., Lebreton, S., Vauchez, A., Egydio-Silva, M., Tommasi, A. and Barruol, G. (1998), Coherent crust and upper mantle deformation around a cratonic core: Evidence from surface geology, numerical modeling and seismic anisotropy, in Gordon Conference - Interior of the Earth, edited, Henniker, NH, USA.
- Assumpção, M., Heintz, M., Vauchez, A. and Silva, M. E. (2006), Upper mantle anisotropy in SE and Central Brazil from SKS splitting: Evidence of asthenospheric flow around a cratonic keel, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 250, 224-240.
- Atwater, T. (1970), Implications of plate tectonics for the Cenozoic tectonic evolution of the Western North America., *Geol. Soc. Am. Bull.*, 81, 3513-3536.
- Audoine, E., Savage, M. and Gledhill, K. (2000), Seismic anisotropy from local earthquakes in the transition region from a subduction to a strike-slip plate boundary, New Zealand, *J. Geophys. Res.*, 105(B4), 8013-8033.
- Ayele, A., Stuart, G. and Kendall, J. M. (2004), Insights into rifting from shear wave splitting and receiver functions: an example from Ethiopia, *Geophys. J. Int.*, 157, 354-362.
- Babuska, V. and Cara, M. (1992), Seismic anisotropy in the Earth, 217 pp., Kluwer academic publ., Dordrecht.
- Backus, G. E. (1962), Long-wave elastic anisotropy produced by horizontal layering, *J. Geophys. Res.*, 67, 4427-4440.
- Backus, G. E. (1965), Possible forms of seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *J. Geophys. Res.*, 70, 3429-3439.

- Barka, A. A. and Gülen, L. (1988), New constraints on age and total offset of the North Anatolian Fault Zone: Implications for tectonics of the eastern Mediterranean region, *Middle East Tech. Univ. J. Pure Appl. Sci.*, 31, 39-63.
- Barka, A. A. (1992), The North Anatolian fault zone, *Annales Tectonicae*, suppl. 6, 164-195.
- Barruol, G. (1993), Anisotropies sismiques dans la croûte inférieure, Thèse de doctorat thesis, Université de Montpellier II.
- Barruol, G. and Mainprice, D. (1993a), A quantitative evaluation of the contribution of crustal rocks to the shear wave splitting of teleseismic SKS waves, *Phys. Earth Planet. Int.*, 78(3-4), 281-300, doi:10.1016/0031-9201(93)90161-2.
- Barruol, G. and Mainprice, D. (1993b), 3D seismic velocities calculated from LPOs and reflectivity of a lower crustal section - Example of the Val Sesia (Ivrea Zone, Northern Italy), *Geophys. J. Int.*, 115(3), 1169-1188, doi:10.1111/j.1365-246X.1993.tb01519.x.
- Barruol, G. and Kern, H. (1996), Seismic anisotropy and shear wave splitting in the lower crustal/upper mantle transition (Ivrea Zone): Experimental and calculated data, *Phys. Earth Planet. Int.*, 95(3-4), 175-194, doi:10.1016/0031-9201(95)03124-3.
- Barruol, G., Helffrich, G. and Vauchez, A. (1997), Shear wave splitting around the northern Atlantic: Frozen Pangean lithospheric anisotropy?, *Tectonophysics*, 279(1-4), 135-148, doi:10.1016/S0040-1951(97)00126-1.
- Barruol, G., Souriau, A., Vauchez, A., Diaz, J., Gallart, J., Tubia, J. and Cuevas, J. (1998), Lithospheric anisotropy beneath the Pyrenees from shear wave splitting, *J. Geophys. Res.*, 103, 30039-30054.
- Barruol, G. and Hoffmann, R. (1999), Seismic anisotropy beneath the Geoscope stations from SKS splitting, *J. Geophys. Res.*, 104, 10757-10774, doi:10.1029/1999JB9000333.
- Barruol, G. and Granet, M. (2002), A Tertiary asthenospheric flow beneath the southern French Massif Central indicated by upper mantle seismic anisotropy and related to the west Mediterranean extension, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 202(1), 31-47, doi:10.1016/S0012-821X(02)00752-5.
- Barruol, G., Deschamps, A. and Coutant, O. (2004), Mapping Upper mantle anisotropy beneath SE France by SKS splitting indicates a Neogene asthenospheric flow induced by the Apenninic slab rollback and deflected by the deep Alpine roots, *Tectonophysics*, 394(1-2), 125-138, doi:10.1016/j.tecto.2004.08.002.
- Barruol, G., Deschamps, A., Deverchère, J., Mordvinova, V. V., Ulziibat, M., Perrot, J., Artem'ev, A. A., Dugarmaa, T. and Bokelmann, G. H. R. (2008), Upper mantle flow beneath and around the Hangray dome, central Mongolia, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 274, 221-233.
- Barruol, G., Bonnin, M., Pedersen, H., Bokelmann, G. H. R. and Tiberi, C. (2011), Belt-parallel mantle flow beneath a halted continental collision: the Western Alps, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 302, 429-438, doi:10.1016/j.epsl.2010.12.040.
- Bastow, I. D., Owens, T. J., Helffrich, G. and Knapp, J. H. (2007), Spatial and temporal constraints on sources of seismic anisotropy: Evidence from the Scottish highlands, *Geophys. Res. Lett.*, 34, L05305, doi:10.1029/2006GL028911.
- Ben Ismail, W. and Mainprice, D. (1998a), An olivine fabric database: an interpretative frame for upper mantle seismology, in 7th kimberlite conference, edited, pp. 70-72, Cape Town, South Africa.
- Ben Ismail, W. and Mainprice, D. (1998b), An olivine fabric database: An overview of upper mantle fabrics and seismic anisotropy, *Tectonophysics*, 296, 145-157, doi:10.1016/S0040-1951(98)00141-3
- Ben Ismail, W., Barruol, G. and Mainprice, D. (2001), The Kaapvaal craton seismic anisotropy: petrophysical analyses of upper mantle kimberlite nodules, *Geophys. Res. Lett.*, 28, 2497-2500, doi:10.1029/2000GL012419.
- Biryol, C. B., Zandt, G., Beck, S., Özacar, A. A., Adiyaman, H. E. and Gans, C. R. (2010), Shear wave splitting along a nascent plate boundary: the North Anatolian Fault, *Geophys. J. Int.*, 181, 1201-1213, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04576.x.
- Biryol, C. B., Beck, S. L., Zandt, G. and Özacar, A. A. (2011), Segmented African lithosphere beneath the Anatolian region inferred from teleseismic P-wave tomography, *Geophys. J. Int.*, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04910.x.

- Bokelmann, G. H. R. (1995), P-wave array polarization analysis and effective anisotropy of the brittle crust, *Geophys. J. Int.*, 120, 145-162.
- Bonnin, M., Barruol, G. and Bokelmann, G. H. R. (2010), Upper mantle deformation beneath the North American-Pacific plate boundary in California from SKS splitting, *J. Geophys. Res.*, 115, B04307, doi:10.1029/2009JB006438.
- Bormann, P., Burghardt, P. T., Makeyeva, L. I. and Vinnik, L. P. (1993), Teleseismic shear-wave splitting and deformations in central Europe, *Phys. Earth Planet. Int.*, 78, 157-166.
- Bormann, P., Gruenthal, G., Kind, R. and Montag, H. (1996), Upper mantle anisotropy underneath central Europe: Effect of absolute plate motion and lithosphere-asthenosphere boundary topography?, *J. Geodynamics*, 22, 11-32.
- Bostock, M. G. (1998), Mantle stratigraphy and evolution of the Slave province, *J. Geophys. Res.*, 103, 21183-21200.
- Bowman, J. R. and Ando, M. (1987), Shear-wave splitting in the upper-mantle wedge above the Tonga subduction zone, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 88, 25-41.
- Brocher, T. M., McCarthy, J., Hart, P. E., Holbrook, W. S., Furlong, K. P., McEvilly, T. V., Hole, J. A. and Klemperer, S. L. (1994), Seismic evidence for a lower-crustal detachment beneath San Francisco Bay, California, *Science*, 265, 1436-1439.
- Buehler, J. S. and Shearer, P. M. (2010), Pn tomography of the western United States using USArray, *J. Geophys. Res.*, 115(B09315), doi:10.1029/2009JB006874.
- Caby, R. (2003), Terrane assembly and geodynamic evolution of central-western Hoggar: a synthesis., *Journal of African Earth Sciences*, 37(3-4), 133-159.
- Chéry, J., Zoback, M. D. and Hassani, R. (2001), An integrated mechanical model of the San Andreas fault in central and northern California, *J. Geophys. Res.*, 106, 22051-22066.
- Chéry, J. (2008), Geodetic strain across the San Andreas fault reflects elastic plate thickness variations (rather than fault slip rate), *Earth Planet. Sci. Lett.*, 269, 351-364, doi:10.1016/j.epsl.2008.01.046.
- Chevrot, S. (2000), Multichannel analysis of shear wave splitting, *J. Geophys. Res.*, 105, 21579-21590.
- Chevrot, S. and Monteiller, V. (2009), Principles of vectorial tomography - The effects of model parametrization and regularization in tomographic imaging of seismic anisotropy, *Geophys. J. Int.*, 179, 1726-1736.
- Christensen, U. (1998), Fixed hotspots gone with the wind, *Nature*, 391(6669), 739-740.
- Crampin, S. (1984), Effective anisotropic elastic constants for wave propagation through cracked solids, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 76, 135-145.
- Crampin, S. and Booth, D. C. (1985), Shear-wave polarizations near the North Anatolian Fault - II. interpretation in terms of crack-induced anisotropy, *Geophysical Journal Royal Astronomical Society*(83), 75-92.
- Crampin, S. and Chastin, S. (2003), A review of shear wave splitting in the crack critical crust, *Geophys. J. Int.*, 155, 221-240.
- Crespi, M., Cuffaro, M., Doglioni, C., Giannone, F. and Riguzzi, F. (2007), Space geodesy validation of the global lithospheric flow, *Geophys. J. Int.*, 168, 491-506, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03226.x.
- Debayle, E., Kennett, B. L. N. and Priestley, K. (2005), Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia, *Nature*, 433, 509-512, doi:10.1038/nature03247.
- DeMets, C., Gordon, R. B., Argus, D. F. and Stein, S. (1994), Effect of recent revisions to the geomagnetic reversal time scale on estimates of current plate motions, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 2191-2194.
- Dickinson, W. R. and Snyder, W. S. (1979), Geometry of the subducted slabs related to the San Andreas transform, *J. Geol.*, 87, 609-627.
- Dickinson, W. R. (1997), Tectonic implications of Cenozoic volcanism in coastal California, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 109, 936-954.
- Dilek, Y. and Sandvol, E. A. (2009), Seismic structure, crustal architecture and tectonic evolution of the Anatolian-African Plate Boundary and the Cenozoic Orogenic Belts in the Eastern Mediterranean Region, in *Ancient Orogens and Modern Analogues*, edited by J. B. Murphy, J. D. Keppie and A. J. Hynes, pp. 127-160, Geological Society, London.

- do Nascimento, A. F., Bezerra, F. H. R. and Takeya, M. K. (2004), Ductile Precambrian fabric control of seismic anisotropy in the Açú dam area, northeastern Brazil, *J. Geophys. Res.*, 109, B10311, doi:10.1029/2004JB003120.
- Duclos, M., Savage, M. K., Tommasi, A. and Gledhill, K. R. (2005), Mantle tectonics beneath New Zealand inferred from SKS splitting and petrophysics, *Geophys. J. Int.*, 163, doi:10.1111/j.1365-1246X.2005.02725.x.
- Faccenna, C., Bellier, O., Martinod, J., Piromallo, C. and Regard, V. (2006), Slab detachment beneath eastern Anatolia: A possible cause for the formation of the North Anatolian fault, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 242, 85-97, doi:10.1016/j.epsl.2005.11.046.
- Faccenna, C. and Becker, T. W. (2010), Shaping mobile belts by small-scale convection, *Nature*, 465(3), 603-605, doi:10.1038/nature09064.
- Fontaine, F. R., Barruol, G., Tommasi, A. and Bokelmann, G. H. R. (2007), Upper mantle flow beneath French Polynesia from shear-wave splitting, *Geophys. J. Int.*, 170(3), 1262-1288, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03475.x.
- Fontaine, F. R., Barruol, G., Kenneth, B. L. N., Bokelmann, G. H. R. and Reymond, D. (2009), Upper mantle anisotropy beneath Australia and Tahiti from P wave polarization: Implications for real-time earthquake location, *J. Geophys. Res.*, 114, B03306, doi:10.1029/2008JB005709.
- Fouch, M. J., Fischer, K. M., Parmentier, E. M., Wyssession, M. E. and Clarke, T. J. (2000), Shear wave splitting, continental keels, and patterns of mantle flow, *J. Geophys. Res.*, 105, 6255-6275.
- Fouch, M. J. and Rondenay, S. (2006), Seismic anisotropy beneath stable continental interiors, *Phys. Earth Planet. Int.*, 158(2-4), 292-320, doi:10.1116/j.pepi.2006.03.024.
- Fry, B., Deschamps, F., Kissling, E., Stehly, L. and Giardini, D. (2010), Layered azimuthal anisotropy of Rayleigh wave phase velocities in the European Alpine lithosphere inferred from ambient noise, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 297, 95-102, doi:10.1016/j.epsl.2010.06.008.
- Fukao, Y. (1984), Evidence from Core-Relected Shear Waves for Anisotropy in the Earth's Mantle, *Nature*, 309(5970), 695-698.
- Gamar, F. and Bernard, P. (1997), Shear wave anisotropy in the Erzincan basin and its relationship with crustal strain, *J. Geophys. Res.*, 102, 20373-20393.
- Garnero, E. J. (2000), Heterogeneity in the lowermost mantle, *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.*, 28, 509-537, doi:10.1146/annurev.earth.28.1.50.
- Gerst, A. and Savage, M. K. (2004), Seismic anisotropy beneath Ruapehu Volcano: A possible eruption forecasting tool, *Science*, 306, 1543-1547.
- Gök, R., Turkelli, N., Sandvol, E. A., Seber, D. and Barazangi, M. (2000), Regional wave propagation in Turkey and surrounding regions, *Geophys. Res. Lett.*, 27(3), 429-432, doi: 10.1029/1999GL008375.
- Gök, R., Sandvol, E. A., Türkelli, N., Seber, D. and Barazangi, M. (2003), Sn attenuation in the Anatolian and Iranian plateau and surrounding regions., *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), 8042, doi:10.1029/2003GL018020.
- Gripp, A. E. and Gordon, R. B. (2002), Young tracks of hotspots and current plate velocities, *Geophys. J. Int.*, 150, 321-361, doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01627.x.
- Guilbert, J., Poupinet, G. and Mei, J. (1996), A study of azimuthal P residuals and shear-wave splitting across the Kunlun range (Northern Tibetan plateau), *Phys. Earth Planet. Int.*, 95, 167-174.
- Hamilton, W. (1969), Mesozoic California and the underflow of Pacific mantle, *Geol. Soc. Am. Bull.*, 80(12), 2409-2429.
- Hammond, J. O. S., Kendall, J. M., Angus, D. and Wookey, J. (2010), Interpreting spatial variations in anisotropy: insights into the Main Ethiopian Rift from SKS waveform modelling, *Geophys. J. Int.*, doi:10.1111/j.1365-246X.2010.04587.x.
- Harmon, N., Forsyth, D. A. and Fischer, K. M. (2004), Variations in shear wave splitting in young Pacific seafloor, *Geophys. Res. Lett.*, 31(L15609), doi:10.1029/2004GL020495.
- Hartog, R. and Schwartz, S. (2000), Subduction-induced strain in the upper mantle east of the Mendocino triple junction, California., *J. Geophys. Res.*, 105(B4), 7909-7930, doi:10.1029/1999JB900422.

- Hartog, R. and Schwartz, S. (2001), Depth-dependent mantle anisotropy below the San Andreas fault system: apparent splitting parameters and waveforms, *J. Geophys. Res.*, 106, 4155-4167, doi:10.1029/2000JB900382.
- Hearn, T. M. (1996), Anisotropic Pn tomography in the western United States, *J. Geophys. Res.*, 101, 8403-8414, doi:10.1029/96JB00114.
- Heintz, M., Vauchez, A., Assumpção, M., Barruol, G. and Egydio-Silva, M. (2003), Shear wave splitting in SE Brazil: an effect of active or fossil upper mantle flow, or both?, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 211(1-2), 79-95, doi:10.1016/S0012-821X(03)00163-8.
- Heintz, M. (2006), Midmantle deformation between the Australian continent and the Fiji-Tonga subduction zone?, *J. Geophys. Res.*, 111(B09303), doi:10.1029/2005JB004058.
- Heintz, M. and Kennen, B. L. N. (2006), The apparent isotropic Australian upper mantle, *Geophys. Res. Lett.*, 33(L15319), doi:10.1029/2006GL026401.
- Helffrich, G. (1995), Lithospheric deformation inferred from teleseismic shear wave splitting observations in the United Kingdom, *J. Geophys. Res.*, 100, 18195-18204.
- Herquel, G., Wittlinger, G. and Guilbert, J. (1995), Anisotropy and crustal thickness of Northern-Tibet. New Constraints for tectonic modelling, *Geophys. Res. Lett.*, 22(14), 1925-1928.
- Herquel, G., tapponnier, P., Wittlinger, G., Mei, J. and Danian, S. (1999), Teleseismic shear wave splitting and lithospheric anisotropy beneath and across the Altyngh Tagh fault, *Geophys. Res. Lett.*, 26, 3225-3228.
- Hess, H. H. (1964), Seismic anisotropy of the uppermost mantle under oceans, *Nature*, 203, 629-631.
- Hobbs, B. E., Means, W. D. and Williams, P. F. (1976), *An Outline of Structural Geology*, 571 pp., Wiley, New York.
- Hubert-Ferrari, A., Armijo, R., Meyer, B., King, G. C. P. and Barka, A. A. (2002), Morphology, displacement and slip rates along the North Anatolian Fault (Turkey), *J. Geophys. Res.*, 107, doi:10.1029/2001JB000393.
- Humphreys, E. D. and Hager, B. H. (1990), A kinematic model for the late cenozoic development of southern California crust and upper mantle, *J. Geophys. Res.*, 95, 19,747-719,762.
- Humphreys, E. D. (2007), Cenozoic slab windows beneath the western United States, in *Ores & Orogenesis, Circum-Pacific Tectonics, Geology Evolution and Ore Deposits*, A symposium honoring the career of William R. Dickinson, edited, p. Abstract ID: 243, Tucson, Arizona.
- Iidaka, K. and Niu, F. (2001), Mantle and crust anisotropy in the eastern China region inferred from waveform splitting of SKS and PpSms, *Earth Planets Space*, 53, 159-168.
- Jackson, J. and McKenzie, D. P. (1984), Active tectonics of the Alpine Himalayan belt between western Turkey and Pakistan, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 77, 185-264.
- Jackson, J. and McKenzie, D. P. (1988), The relationship between plate motion and seismic moment tensors, and the rates of active deformation in the Mediterranean and Middle East, *Geophys. J.*, 93, 45-73.
- Jolivet, L., Faccenna, C. and Piromallo, C. (2009), From mantle to crust: Stretching the Mediterranean, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 285(1-2), 198-209, doi:10.1016/j.epsl.2009.06.017.
- Kaviani, A., Rumpker, G., Weber, M. and Asch, G. (2011), Short-scale variations of shear-wave splitting across the Dead Sea basin: Evidence for the effects of sedimentary fill, *Geophys. Res. Lett.*, 38(L04308), doi:10.1029/2010GL046464.
- Kendall, J. M. (1994), Teleseismic arrivals at a mid-ocean ridge: Effect of mantle melt and anisotropy, *Geophys. Res. Lett.*, 21, 301-304.
- Kendall, J. M. (2000), Seismic anisotropy in the boundary layer of the mantle, *Geophysical Monograph*, 117(4), 133-159.
- Ketin, I. (1948), Über die tektonisch-mechanischen Folgerungen aus den grossen anatolischen Erbeben des letzten Dezenniums, *Geol. Rundsch.*, 36, 77-83.
- Klosko, E. R., Wu, F. T., Anderson, H. J., Eberhart-Phillips, D., McEvelly, T. V., Audoin, E., Savage, M. K. and Gledhill, K. R. (1999), Upper Mantle Anisotropy in the New Zealand Region, *Geophys. Res. Lett.*, 26(10), 1497-1500.

- Knoll, M., Tommasi, A., Logé, R. E. and Signorelli, J. W. (2009), A multiscale approach to model the anisotropic deformation of lithospheric plates, *Geochem. Geophys. Geosyst.*, 10(8), Q08009, doi:10.1029/2009GC002423.
- Koçyigit, A. (1989), Susehri basin: An active fault wedge basin, *Tectonophysics*, 167(13-29).
- Kosarev, G. L., Makeyeva, L. I. and Vinnik, L. P. (1984), Anisotropy of the mantle inferred from observations of P to S converted waves, *Geophys. J. R. Astron. Soc.*, 76, 209-220.
- Kosarian, M., Davis, P. M., Tanimoto, T. and Clayton, R. W. (2011), The relationship between upper mantle anisotropic structures beneath California, transpression, and absolute plate motions, *J. Geophys. Res.*, 116, B08307, doi:10.1029/2010JB007742.
- Kozaci, Ö., Dolan, J., Finkel, R. and Hartleb, R. (2007), Late Holocene slip rate for the North Anatolian fault, Turkey, from cosmogenic ³⁶Cl geochronology: Implications for the constancy of fault loading and strain release rates, *Geology*, 35, 867-870, doi:10.1130/G23187A.1.
- Kreemer, C. and Holt, W. E. (2001), A no-net-rotation model of present-day surface motions, *Geophys. Res. Lett.*, 28(23), 4407-4410.
- Kreemer, C., Holt, W. E. and Haines, A. J. (2003), An Integrated global model of present-day plate motion and plate boundary deformation, *Geophys. J. Int.*, 154, 8-34.
- Kumazawa, M. and Anderson, O. L. (1969), Elastic moduli, pressure derivatives and temperature derivatives of single crystal olivine and single crystal forsterite, *J. Geophys. Res.*, 74, 5961-5980.
- Lachenbruch, A. H., Sass, J. H. and Galanis, S. P. (1985), Heat-flow in the southernmost California and the origin of the Salton Trough *J. Geophys. Res.*, 90, 6709-6736.
- Langston, C. A. (1979), Structure under Mont Rainier, Washington, inferred from teleseismic body waves, *J. Geophys. Res.*, 84(B9), 4749-4762.
- Langston, C. A. (1989), Scattering of teleseismic body waves under Pasadena, California, *J. Geophys. Res.*, 94(2), 1935-1951.
- Lay, T. and Wallace, T. C. (1995), Modern Global Seismology, *Academic Press* ed., London.
- Lay, T., Williams, Q. and Garnero, E. J. (1998), The core-mantle boundary layer and deep Earth dynamics, *Nature*, 392, 461-468, doi:10.1038/33083.
- Lebensohn, R. A. and Tomé, C. N. (1993), A self-consistent anisotropic approach for the simulation of plastic deformation and texture development of polycrystals: application to zirconium alloys, *Acta metall.mater.*, 41, 2611-2624.
- Lei, J. and Zhao, D. (2007), Teleseismic evidence for a break-off subducting slab under Eastern Turkey, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 257, 14-28, doi:10.1016/j.epsl.2007.02.011.
- Leloup, P. H., Lacassin, R., Tapponier, P., Schärer, U., Dalai, Z., Xiaohan, L., Liangshang, Z., Shaocheng, J. and Trinh, P. T. (1995), The Ailo Shan-Red River serra zone (Yunnan, China), Tertiary transform boundary of Indochina, *Tectonophysics*, 251, 3-84.
- Levin, V., Droznin, D. and Park, J. (2004), Detailed mapping of seismic anisotropy with local shear waves in southeastern Kamchatka, *Geophys. J. Int.*, 158(3), 1009-1023.
- Levin, V., Henza, A., Park, J. and Rodgers, A. J. (2006), Texture of mantle lithosphere along the Dead Sea Rift: Recently imposed or inherited ?, *Phys. Earth Planet. Int.*, 158, 174-189, doi:10.1016/j.pepi.2006.05.007.
- Li, X. (2007), The lithosphere-asthenosphere boundary beneath the western United States., *Geophys. J. Int.*, 170, 700-710, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03428.x.
- Li, Y., Wu, Q., Zhang, F., Feng, Q. and Zhang, R. (2011), Seismic anisotropy of the Northeastern Tibetan plateau from shear wave splitting analysis, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 304, 147-157, doi: 10.1016/j.epsl.2011.01.026.
- Ligorria, J. P. and Ammon, C. J. (1999), Iterative deconvolution and receiver-function estimation, *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 89(5), 1395-1400.
- Lin, F. C., Ritzwoller, M. H. and Snieder, R. (2009), Eikonal Tomography: Surface wave tomography by phase-front tracking across a regional broad-band seismic array, *Geophys. J. Int.*, 177(3), 1091-1110, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04105.x.

- Lin, F. C., Ritzwoller, M. H., Yang, Y., Moschetti, M. P. and Fouch, M. J. (2011), Complex and variable crustal and uppermost mantle seismic anisotropy in the western United States, *Nature Geosciences*, 4, 55-61, doi:10.1038/NGEO1036.
- Liu, H. L., Davis, P. M. and Gao, S. (1995), SKS splitting beneath southern California, *Geophys. Res. Lett.*, 22, 767-770.
- Liu, Y., Crampin, S. and Main, I. (1997), Shear-wave anisotropy: spatial and temporal variations in time delays at Parkfield, Central California, *Geophys. J. Int.*, 130(3), 771-785, doi:10.1111/j.1365-246X.1997.tb01872.x.
- Liu, Y., Zhang, H., Thurber, C. and Roecker, S. (2008), Shear wave anisotropy in the crust around the San Andreas fault near Parkfield: spatial and temporal analysis, *Geophys. J. Int.*, 172, 957-970, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03618.x.
- Lucente, F. P., Margheriti, L., Piromallo, C. and Barruol, G. (2006), Seismic anisotropy reveals the long route of the slab through the western-central Mediterranean mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 241(3-4), 517-529, doi:10.1016/j.epsl.2005.1010.1041.
- Maggi, A. and Priestley, K. (2005), Surface waveform tomography of the Turkish-Iranian plateau, *Geophys. J. Int.*, 160, 1068-1080, doi:10.1111/j.1365-246X.2005.02505.x.
- Mainprice, D. (1997), Modelling anisotropic seismic properties of partially molten rocks found at mid-ocean ridges, *Tectonophysics*, 279, 161-179.
- Mainprice, D., Barruol, G. and Ben Ismail, W. (2000), The seismic anisotropy of the Earth's mantle: from single crystal to polycrystal, in *Earth's deep interior: Mineral Physics and Tomography from the atomic to the global scale*, edited by S. I. Karato, pp. 237-264, AGU, Washington, D.C.
- Mainprice, D., Tommasi, A., Couvy, H. and Cordier, P. (2005), Pressure sensitivity of olivine slip systems and seismic anisotropy of earth's upper mantle, *Nature*, 433, 731-733, doi:10.1038/nature 03266.
- Margheriti, L., Lucente, F. P. and Pondrelli, S. (2003), SKS splitting measurements in the Apenninic-Tyrrhenian domain (Italy) and their relation with lithospheric subduction and mantle convection, *J. Geophys. Res.*, 108(B4), 10.1029/2002JB001793.
- Martelat, J. E., Schulmann, K., Lardeaux, J. M., Nicollet, C. and Cardon, H. (1999), Granulite microfabrics and deformation mechanisms in Southern Madagascar, *J. Struct. Geol.*, 21(6), 671-687.
- McClusky, S., Balassanian, S., Barka, A. A., Demir, C., Ergintav, S., Georgiev, I., Gürkay, O., Hamburger, M. W., Hurst, K., Kahle, H. G., Kastens, K., Kekelidze, G., King, R., Kotzev, V., Lenk, O., Mahmoud, S., Mishin, A., Nadariya, M., Ouzounis, A., Paradissis, D., Peter, Y., Prilepin, M., Reilinger, R., Sanli, I., Seeger, H., Tealeb, A., Toksöz, M. N. and Veis, G. (2000), Global Positioning System constraints on plate kinematics and dynamics in the eastern Mediterranean and Caucasus, *J. Geophys. Res.*, 105(B3), 5695-5719.
- McKenzie, D. P. (1972), Active tectonics of the Mediterranean region, *Geophys. J. R. astr. Soc.*, 105, 5695-5719.
- McNamara, D. E. and Owens, T. J. (1993), Azimuthal shear wave velocity anisotropy in the Basin and Range province using Moho *Ps* converted phases, *J. Geophys. Res.*, 98, 12003-12017, doi:10.1029/93JB00711.
- McNamara, D. E., Owens, T. J., Silver, P. G. and Wu, F. T. (1994), Shear wave anisotropy beneath the Tibetan plateau, *J. Geophys. Res.*, 99, 13655-13665.
- Melbourne, T. and Helmberger, D. V. (2001), Mantle Control of Plate Boundary Deformation, *Geophys. Res. Lett.*, 28(20), 4003-4006, doi:10.1029/2001GL013167.
- Menke, W. and Levin, V. (2003), The cross-convolution method for interpreting SKS splitting observations, with application to one and two-layer anisotropic models, *Geophys. J. Int.*, 154(2), 379-392, doi:10.1046/j.1365-246X.2003.01937.x.
- Montagner, J.-P. and Kennett, B. L. N. (1996), How to reconcile body-wave normal-mode reference earth models, *Geophys. J. Int.*, 125, 229-248.
- Monteiller, V. and Chevrot, S. (2011), High-resolution imaging of the deep anisotropic structure of the San Andreas Fault system beneath southern California, *Geophys. J. Int.*, doi:10.1111/j.1365-246X.2011.05082.x.
- Mooney, W. and Weaver, C. S. (1989), Regional crustal structure and tectonics of the Pacific Coastal States: California, Oregon and Washington, *Geol. Soc. Am. Mem.*, 172, 129-161.

- Moore, M., England, P. and Parsons, B. (2002), Relation between surface velocity field and shear wave splitting in the South Island of New Zealand, *J. Geophys. Res.*, 107(B9), 2198, doi:10.1029/2000JB000093.
- Nagaya, M., Oda, H. and Kamimoto, T. (2011), Regional variation in shear-wave polarization anisotropy of the crust in southwest Japan as estimated by splitting analysis of Ps-converted waves on receiver functions, *Phys. Earth Planet. Int.*, 187, 56-65, doi:10.1016/j.pepi.2011.04.016.
- Nicolas, A. and Poirier, J. P. (1976), Crystalline plasticity and solid state flow in metamorphic rocks, 444 pp., Wiley, London.
- Nicolas, A. and Christensen, N. I. (1987), Formation of anisotropy in upper mantle peridotites-A review, in *Composition, Structure and Dynamics of the Lithosphere-Asthenosphere System*, edited by K. Fuchs and C. Froidevaux, pp. 111-123, AGU, Washington, D. C.
- Obrebski, M., Kiselev, S., Vinnik, L. and Montagner, J.-P. (2010), Anisotropic stratification beneath Africa from joint inversion of SKS and P receiver functions, *J. Geophys. Res.*, 115, B09313, doi:10.1029/2009JB006923.
- Owens, T. J. and Zandt, G. (1985), The response of the continental crust-mantle boundary observed on broadband teleseismic receiver functions, *Geophys. Res. Lett.*, 12(10), 705-708.
- Ozalaybey, S. and Savage, M. K. (1994), Double-layer anisotropy resolved from *S* phases, *Geophys. J. Int.*, 117, 653-664, doi:10.1111/j.1365-246X.1994.tb02460.x.
- Ozalaybey, S. and Savage, M. K. (1995), Shear wave splitting beneath the western United States in relation to plate tectonics, *J. Geophys. Res.*, 100, 18135-18149, doi:10.1029/95JB00715.
- Parsons, T. and Hart, P. E. (1999), Dipping San Andreas and Hayward faults revealed beneath San Francisco Bay, California, *Geology*, 27, 839-842, doi:10.1130/0091-7613(1999)027<0839:DSAAHF>2.3.CO;2.
- Pastori, M., Piccinini, D., Margheriti, L., Improta, L., Valoroso, L., Chiaraluce, L. and Chiarabba, C. (2009), Stress aligned cracks in the upper crust of the Val d'Agri region as revealed by shear wave splitting, *Geophys. J. Int.*, 179, 601-614, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04302.x.
- Pasyanos, M. E. (2010), Lithospheric thickness modeled from long-period surface wave dispersion, *Tectonophysics*, 481, 38-50, doi:10.1016/j.tecto.2009.02.023.
- Paterson, M. S. (2007), Localization in rate-dependent shearing deformation, with application to torsion testing, *Tectonophysics*, 445, 273-280.
- Paul, A., Karabulut, H., Hatzfeld, D. and Hatzidimitriou, P. (2010), The SIMBAAD experiment in the Aegea-Anatolia region: presentation and first results on mantle anisotropy, in *European Seismological Commission 32nd General Assembly*, edited, Montpellier (France), September 6-10, 2010.
- Piromallo, C. and Morelli, C. (2003), P wave tomography of the mantle under the Alpine-Mediterranean area, *J. Geophys. Res.*, 108(B2,2065), doi:10.1029/2002JB001757.
- Polet, J. and Kanamori, H. (2002), Anisotropy beneath California: shear wave splitting measurements using a dense broadband array, *Geophys. J. Int.*, 149(2), 313-327, doi:10.1046/j.1365-246X.2002.01630.x.
- Ranalli, G. (1995), *Rheology of the Earth*, Springer-Verlag GmbH ed.
- Reilinger, R. E., McClusky, S. C., Oral, M. B., King, R. W., Toksoz, M. N., Barka, A. A., Kinik, I., Lenk, O. and Sanli, I. (1997), Global Positioning System measurements of present-day crustal movements in the Arabia-Africa-Eurasia plate collision zone, *J. Geophys. Res.*, 102(B5), 9983-9999, doi:10.1029/96JB03736.
- Reilinger, R. E., McClusky, S., Vernant, P., Lawrence, S., Ergintav, S., Cakmak, R., Ozener, H., Kadirov, F., Guliev, I., Stepanyan, R., Nadariya, M., Habubia, G., Mahmoud, S., Sakr, K., ArRajehi, A., Paradissis, D., Al-Aydrus, A., Prilepin, M., Guseva, T., Evren, E., Dmitrova, A., Filikov, S. V., Gomez, F., Al-Ghazzi, R. and Karam, G. (2006), GPS constraints on continental deformation in the Africa-Arabia-Eurasia continental collision zone and implications for the dynamics of plate interactions, *J. Geophys. Res.*, 111, B05411, doi:10.1029/2005JB004051.
- Ritzwoller, M. H., Barmin, M. P., Villaseñor, A., Levshin, A. L. and Engdahl, E. R. (2002), *P_n* and *S_n* tomography across Eurasia to improve regional seismic event locations, *Tectonophysics*, 358, 39-55.
- Rümpker, G., Ryberg, T., Bock, G. and Group, D. S. (2003), Boundary-layer mantle flow under the Dead Sea transform fault inferred from seismic anisotropy, *Nature*, 425.
- Russo, R. M. and Silver, P. G. (1994), Trench-parallel flow beneath the Nazca plate from seismic anisotropy, *Science*, 263, 1105-1111.

- Sadidkhouy, A., Javan-Doloei, G. and Siahkoohi, H. R. (2008), Seismic anisotropy in the crust and upper mantle of the Central Ardebil Region, Iran, *Tectonophysics*, 456, 194-205, doi:10.1016/j.tecto.2008.05.001.
- Sandvol, E. A., Ni, J., Ozalaybey, S. and Schlue, J. (1992), Shear-wave splitting in the Rio Grande rift, *Geophys. Res. Lett.*, 19(23), 2337-2340.
- Sandvol, E. A., Al-Damegh, K., Calvert, A., Seber, D., Barazangi, M., Mohamad, R., Gök, R., Türkelli, N. and Gürbüz, C. (2001), Tomographic Imaging of Lg and Sn Propagation in the Middle East, *Pure appl. geophys.*, 158, 1121-1163.
- Sandvol, E. A., Türkelli, N., Zor, E., Gök, R., Bekler, T., Gurbuz, C., Seber, D. and Barazangi, M. (2003), Shear wave splitting in a young continent-continent collision: an example from eastern Turkey, *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), doi:10.1029/2003GL017390.
- Şapaş, A. and Boztepe-Güney, A. (2009), Shear wave splitting in the Isparta Angle, southwestern Turkey: Anisotropic complexity in the mantle, *J. Earth Syst. Sci.*, 118(1), 71-80.
- Savage, M., Fisher, K. M. and Hall, C. E. (2004), Strain modelling, seismic anisotropy and coupling at strike-slip boundaries: application in New Zealand and the San Andreas fault, *Geol. Soc. London, Spec. Publ.*, 227, 9-39.
- Savage, M. K. (1999), Seismic anisotropy and mantle deformation: What have we learned from shear wave splitting?, *Rev. Geophys.*, 37, 65-106, doi:10.1029/98RG02075.
- Savage, M. K., Tommasi, A., Ellis, S. and Chéry, J. (2007), Modeling strain and anisotropy along the Alpine fault, South Island, New Zealand, *In: A Continental Plate Boundary: Tectonics at South Island, New Zealand. D. Okaya, T. Stern & F. Davey (eds.), American Geophysical Union, Geophysical Monograph Series*, 175, 289-305.
- Schulte-Pelkum, V., Masters, G. and Shearer, P. M. (2001), Upper mantle anisotropy from long-period P polarization, *J. Geophys. Res.*, 106, 21917-21934.
- Şengör, A. M. C. (1979), The North Anatolian transform fault: Its age offset and tectonic significance, *Journal of Geological Society of London*, 136, 269-282.
- Şengör, A. M. C., Özeren, S., Genç, T. and Zor, E. (2003), East Anatolian high plateau as a mantle-supported, north-south shortened domal structure, *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), 8045, doi:10.1029/2003GL017858.
- Severinghaus, J. and Atwater, T. (1990), Cenozoic geometry and thermal condition of the subducting slabs beneath western North America; in Basin and Range extensional tectonics near the latitude of Las Vegas, *Geol. Soc. Am. Mem.*, 176, 1-22.
- Shearer, P. M. (1999), Introduction to seismology, *Cambridge University Press* ed.
- Sieminski, A., Liu, Q. Y., Trampert, J. and Tromp, J. (2007), Finite-frequency sensitivity of surface waves to anisotropy based upon adjoint methods, *Geophys. J. Int.*, 168(3), 1153-1174, doi:10.1111/j.1365-246X.2006.03261.x.
- Silver, P. G. and Chan, W. W. (1991), Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation, *J. Geophys. Res.*, 96, 16429-16454, doi:10.1029/91JB00899.
- Silver, P. G. and Savage, M. K. (1994), The interpretation of shear-wave splitting parameters in the presence of two anisotropic layers, *Geophys. J. Int.*, 119(3), 949-963, doi:10.1111/j.1365-246X.1994.tb04027.x.
- Silver, P. G. (1996), Seismic anisotropy beneath the continents: Probing the depths of geology, *Annual Review of the Earth and Planetary Sciences*, 24, 385-432.
- Silver, P. G. and Holt, W. E. (2002), The mantle flow field beneath western North America, *Science*, 295, 1054-1057.
- Stein, S. and Wysession, M. E. (2003), An Introduction to Seismology Earthquakes, and Earth Structure, *Blackwell Publishing* ed.
- Steinberger, B. and O'Connell, R. J. (1998), Advection of plumes in mantle flow: implications for hotspot motion, mantle viscosity and plume distribution, *Geophys. J. Int.*, 132(2), 412-434.
- Straub, C., Kahle, H. G. and Schindler, C. (1997), GPS and geological estimates of the tectonic activity in the Marmara Sea region, NW Anatolia, *J. Geophys. Res.*, 102, 527,587-527,691.

- Tarduno, J. A., Duncan, R. A., Scholl, D. W., Cottrell, R. D., Steinberger, B., Thordarson, T., Kerr, B. C., Neal, C. R., Frey, F. A., Torii, M. and Carvallo, C. (2003), The Emperor Seamounts: Southward Motion of the Hawaiian Hotspot Plume in the Earth's Mantle, *Science*, 301, 1064-1069, doi:10.1126/science.1086441.
- Teyssier, C. and Tikoff, B. (1998), Strike-slip partitioned transpression of the San Andreas fault system: a lithospheric-scale approach, *Geol. Soc. London, Spec. Publ.*, 135, 143-158.
- Teyssier, C., Tikoff, B. and Weber, J. (2002), Attachement between brittle and ductile crust at wrenching plate boundaries, *EGU Stephan Mueller Special Publication Series* 1, 75-91.
- Thatcher, W. and England, P. C. (1998), Ductile shear zones beneath strike-slip faults: implications for the thermomechanics of the San Andreas fault zone, *J. Geophys. Res.*, 103, 891-905.
- Thorkelson, D. J. and Taylor, R. P. (1989), Cordilleran salt windows, *Geology*, 17, 833-836.
- Tikoff, B., Russo, R., Teyssier, C. and Tommasi, A. (2004), Mantle-driven deformation of orogenic zones and clutch tectonics, *Geol. Soc. London, Spec. Publ.*, 227, 41-64.
- Titus, S. J., Medaris, L. G., Wang, H. F. and Tikoff, B. (2007), Continuation of the San Andreas fault system into the upper mantle: Evidence from spinel peridotite xenoliths in the Coyote Lake basalt, central California, *Tectonophysics*, 429, 1-20, doi:10.1016/j.tecto.2006.07.004.
- Tommasi, A. (1998), Forward modeling of the development of seismic anisotropy in the upper mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 160, 1-13.
- Tommasi, A., Tikoff, B. and Vauchez, A. (1999), Upper mantle tectonics: three-dimensional deformation, olivine crystallographic fabrics and seismic properties, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 168, 173-186, doi:10.1016/S0012-821X(99)00046-1.
- Tommasi, A., Knoll, M., Vauchez, A., Signorelli, J. W., Thoraval, C. and Logé, R. E. (2009), Structural reactivation in plate tectonics controlled by olivine crystal anisotropy, *Nature Geosciences*, 2, doi:10.1038/NGEO428.
- Tsvankin, I. (2001), Seismic signatures and analysis of reflection data in anisotropic media, *Elsevier Science Pub. Co., Inc.* ed.
- Turcotte, D. L. and Schubert, G. (1982), *Geodynamics: Application of Continuum Physics to Geological Problems*, John Wiley & Sons, New York.
- Vauchez, A. and Barruol, G. (1996), Shear wave splitting in the Appalachians and the Pyrenees: Importance of the inherited tectonic fabric of the lithosphere, *Phys. Earth Planet. Int.*, 95(3-4), 127-138, doi:10.1016/0031-9201(95)03125-1.
- Vauchez, A., Tommasi, A., Barruol, G. and Maumus, J. (2000), Upper mantle deformation and seismic anisotropy in continental rifts, *Phys. Chem. Earth*, 25(2), 111-117, doi:10.1016/S1464-1895(1000)00019-00013.
- Vauchez, A. and Garrido, C. (2001), Seismic properties of an asthenospherized lithospheric mantle: constraints from lattice preferred orientations in peridotite from the Ronda Massif, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 192, 245-259.
- Vauchez, A. and Tommasi, A. (2003), Wrench faults down to the asthenosphere: geological and geophysical evidence and thermomechanical effects, *Geol. Soc. London, Spec. Publ.*, 210, 15-34, doi:10.1144/GSL.SP.2003.210.01.02.
- Vergne, J. (2002), *Imagerie des structures et dynamique de la lithosphère de la marge Nord-Est du Tibet*, Thèse de doctorat thesis, 244 pp, Ecole et Observatoire des Sciences de la Terre, Strasbourg.
- Vergne, J., Wittlinger, G., Farra, V. and Su, H. (2003), Evidence for upper crustal anisotropy in the Songpan-Ganze (northeastern Tibet) terrane, *Geophys. Res. Lett.*, 30(11, 1552), doi:10.1029/2002GL016847.
- Vinnik, L. P. (1977), detection of waves converted from P to SV in the mantle, *Phys. Earth Planet. Int.*, 15, 39-45.
- Vinnik, L. P., Kosarev, G. L. and Makeyeva, L. I. (1984), Anisotropiya litosfery po nablyudeniya voln SKS and SKKS, *Dokl. Akad. Nauk. USSR*, 278, 1335-1339.
- Vinnik, L. P., Farra, V. and Romanovitch, B. (1989), Azimuthal anisotropy in the earth from observations of SKS at Geoscope and NARS broadband stations, *Bull. Seismol. Soc. Amer.*, 79, 1542-1558.

- Vinnik, L. P., Makeyeva, L. I., Milev, A. and Usenko, A. Y. (1992), Global patterns of azimuthal anisotropy and deformations in the continental mantle, *Geophys. J. Int.*, 111, 433-437.
- Walker, K. T., Nyblade, A. A., Klemperer, S. L., Bokelmann, G. H. R. and Owens, T. J. (2004), On the relationship between extension and anisotropy: constraints from shear wave splitting across the East African Plateau, *J. Geophys. Res.*, 109(B08302), doi:10.1029/2003JB002866.
- Wallace, R. E. (1990), The San Andreas Fault system, California, 283 pp.
- Westaway, R. (1994), Present day kinematics of the Middle East and eastern Mediterranean, *J. Geophys. Res.*, 99, 12,071-012,090.
- Wolfe, C. and Silver, P. G. (1998), Seismic anisotropy of oceanic upper mantle: Shear wave splitting methodologies and observations, *J. Geophys. Res.*, 103, 749-771.
- Wolfe, C. J. and Solomon, S. C. (1998), Shear wave splitting and implication for mantle flow beneath the MELT region of the East Pacific Rise, *Science*, 280, 1230-1232.
- Wüstefeld, A. (2007), Methods and applications of shear wave splitting: The East European Craton, 227 pp, Université Montpellier 2, Montpellier.
- Wüstefeld, A. and Bokelmann, G. H. R. (2007), Null detection in shear-wave splitting measurements, *BSSA*, 97, 1204-1211.
- Wüstefeld, A., Bokelmann, G. H. R., Zaroli, C. and Barruol, G. (2008), SplitLab: A shear-wave splitting environnement in Matlab, *Comput. Geosci.*, 34(5), 515-528, doi:10.1016/j.cageo.2007.08.002.
- Yan, Z. and Clayton, R. W. (2007), Regional mapping of the crustal structure in southern California from receiver functions, *J. Geophys. Res.*, 112(B05311), doi:10.1029/2006JB004622.
- Yang, Z., Sheehan, A. F. and Shearer, P. M. (2011), Stress-induced upper crustal anisotropy in southern California, *J. Geophys. Res.*, 116, B02302, doi:10.1029/2010JB007655.
- Yuan, H. and Romanovicz, B. (2010), Depth dependent azimuthal anisotropy in the western US upper mantle, *Earth Planet. Sci. Lett.*, 300, 385-394, doi:10.1016/j.epsl.2010.10.020.
- Zhu, L. and Kanamori, H. (2000), Moho depth variation in southern California from teleseismic receiver functions, *J. Geophys. Res.*, 105, 2969-2980.
- Zor, E., Sandvol, E. A., Gürbüz, C., Türkelli, N. and Seber, D. (2003), The crustal structure of the East Anatolian plateau (Turkey) from receiver functions, *Geophys. Res. Lett.*, 30(24), 8044, doi:10.1029/2003GL018192.
- Zor, E. (2008), Tomographic evidence of slab detachment beneath eastern Turkey and the Caucasus, *Geophys. J. Int.*, 175, 1273-1282, doi:10.1111/j.1365-246X.2008.03946.x.

Annexes

Mesures d'anisotropie sismique en Anatolie

Tableau 1 : Localisation des stations anatoliennes analysées dans le cadre de cette thèse

Station	Latitude (degré)	Longitude (degré)
AGIN	38.94	38.71
AHLT	38.75	42.48
BNGL	38.92	40.60
BTLS	38.43	42.12
BYBT	40.24	40.27
BYKN	38.17	41.78
CMCY	39.92	43.20
DGRL	41.06	43.33
DGSU	39.11	42.73
DYBR	37.82	40.32
ERGN	38.26	39.73
EZRM	40.10	41.36
HAMR	39.61	42.99
HINS	39.35	41.70
HRPT	38.70	39.25
HRSN	39.95	42.29
ILIC	39.45	38.57
IMRL	39.88	38.12
KARS	40.62	43.07
KOTK	40.22	43.01
KRLV	39.37	40.99
KTLN	37.95	41.71
KYPR	37.56	41.17
MRDN	37.29	40.70
MSDY	40.46	37.78
MUSH	38.76	41.48
SEYH	40.86	32.90
SILN	38.14	41.04
SIRN	40.20	39.12
UZML	39.71	39.72

Tableau 2: Tableau présentant les mesures individuelles réalisées aux stations présentées dans le Tableau 1. De gauche à droite : nom de la station ; date de l'événement (année/jours juliens) ; latitude et longitude de l'événement ; backazimut de l'événement ; magnitude ; filtre utilisé pour la mesure ; direction de déphasage de l'onde rapide ; déphasage ; qualité estimée de la mesure.

Station	Date (aaaa/ddd)	Latitude (degré)	Longitude (degré)	Baz (degré)	Mw	Filtre (Hz ; Hz)	ϕ (degré)	δt (seconde)	Qualité
AGIN	1999-322	0.52	126.07	91.26	6.0	[0.010 ; 1.00]	35 ± 11	1.0 ± 0.2	fair
AGIN	1999-325	-21.75	-68.78	262.75	5.8	[0.010 ; 1.00]	13 ± 7	1.3 ± 0.2	fair
AGIN	1999-334	-18.90	-69.17	265.60	6.5	[0.010 ; 0.94]	16 ± 9	1.2 ± 0.3	good
AGIN	1999-353	12.87	144.57	70.04	6.0	[0.010 ; 1.00]	36 ± 19	1.0 ± 0.4	fair
AGIN	2000-220	-7.02	123.36	98.82	6.5	[0.010 ; 1.00]	27 ± 4	1.0 ± 0.1	good
AGIN	2000-225	-3.07	136.11	87.74	5.9	[0.010 ; 1.00]	32 ± 12	0.8 ± 0.1	good
AGIN	2000-254	-1.11	129.33	90.48	6.0	[0.020 ; 0.20]	44 ± 17	1.0 ± 0.1	fair
AGIN	2000-304	-9.71	119.07	103.59	5.9	[0.010 ; 1.00]	26 ± 3	1.4 ± 0.2	good
AGIN	2000-321	-3.98	152.17	77.94	8.0	[0.024 ; 1.00]	34 ± 15	1.0 ± 0.2	fair
AGIN	2000-334	-24.87	-70.89	260.97	6.3	[0.020 ; 0.20]	63 ± 14	1.4 ± 0.5	fair
AGIN	2001-059	47.15	-122.73	347.49	6.8	[0.010 ; 1.00]	11 ± -73	0.8 ± 0.3	fair
AGIN	2001-166	18.83	146.98	64.04	6.0	[0.010 ; 1.00]	30 ± 18	0.8 ± 0.3	fair
AGIN	2001-180	-19.52	-66.25	263.30	6.1	[0.010 ; 1.00]	3 ± -83	1.2 ± 0.2	fair
AGIN	2001-182	-4.31	152.96	77.66	6.1	[0.010 ; 1.00]	24 ± 10	1.0 ± 0.1	good
AGIN	2001-184	21.64	142.98	64.44	6.4	[0.002 ; 0.90]	10 ± 13	0.7 ± 0.1	good
AHLT	2000-326	-5.49	152.15	81.80	6.1	[0.010 ; 1.00]	56 ± 38	1.5 ± 0.8	fair
AHLT	2001-094	-5.18	132.37	94.11	6.3	[0.010 ; 1.00]	62 ± 16	1.6 ± 0.4	fair
AHLT	2000-063	-7.32	128.49	98.20	6.3	[0.010 ; 1.00]	42 ± 8	1.1 ± 0.1	good
AHLT	2001-059	47.15	-122.73	349.99	6.8	[0.020 ; 0.38]	68 ± 32	2.6 ± 1.7	poor
AHLT	2000-114	-28.31	-62.99	255.28	6.9	[0.010 ; 1.00]	-23 ± 8	2.7 ± 0.6	fair
BNGL	2001-184	21.64	142.98	65.58	6.4	[0.010 ; 0.40]	40 ± 22	0.6 ± 0.4	fair
BNGL	2001-182	-4.31	152.96	78.96	6.1	[0.010 ; 0.30]	49 ± 22	0.9 ± 0.5	fair
BNGL	2000-341	-4.22	152.73	79.05	6.5	[0.010 ; 0.40]	29 ± 29	1.2 ± 0.5	fair
BNGL	2000-326	-5.49	152.15	80.48	6.1	[0.020 ; 0.20]	34 ± 17	1.4 ± 0.3	fair
BNGL	2000-254	-1.11	129.33	91.66	6.0	[0.010 ; 1.00]	30 ± 30	1.0 ± 0.5	fair
BNGL	1999-322	0.52	126.07	92.44	6.0	[0.010 ; 1.00]	48 ± 9	1.1 ± 0.2	fair
BNGL	2001-094	-5.18	132.37	92.93	6.3	[0.010 ; 0.40]	69 ± 11	1.1 ± 0.3	fair
BNGL	2000-063	-7.32	128.49	97.02	6.3	[0.010 ; 1.00]	39 ± 9	0.9 ± 0.1	good
BNGL	2000-220	-7.02	123.36	100.00	6.5	[0.010 ; 1.00]	28 ± 8	1.1 ± 0.2	good
BNGL	2000-304	-9.71	119.07	104.79	5.9	[0.010 ; 1.00]	39 ± 8	0.9 ± 0.2	fair
BNGL	2000-114	-28.38	-62.94	254.30	6.1	[0.026 ; 0.15]	62 ± 3	2.1 ± 0.5	fair
BNGL	2000-114	-28.31	-62.99	254.39	6.9	[0.010 ; 0.40]	42 ± 7	1.3 ± 0.3	good
BNGL	2000-133	-23.55	-66.45	260.79	7.2	[0.020 ; 0.20]	57 ± 8	2.1 ± 0.6	fair
BNGL	2001-170	-22.74	-67.88	262.37	5.9	[0.036 ; 0.15]	16 ± -58	1.2 ± 0.5	poor
BNGL	1999-325	-21.75	-68.78	263.83	5.8	[0.020 ; 0.20]	66 ± 10	2.7 ± 0.5	fair
BNGL	2001-186	-16.09	-73.99	272.33	6.5	[0.026 ; 0.20]	80 ± 9	2.4 ± 0.9	poor
BTLS	2000-114	-28.38	-62.94	254.84	6.1	[0.010 ; 1.00]	15 ± 15	0.8 ± 0.3	good
BTLS	2000-114	-28.31	-62.99	254.93	6.9	[0.010 ; 0.40]	1 ± -84	1.0 ± 0.2	good
BTLS	2000-220	-7.02	123.36	100.95	6.5	[0.010 ; 0.40]	27 ± 22	0.8 ± 0.5	fair
BTLS	2000-225	-3.07	136.11	89.93	5.9	[0.010 ; 0.40]	70 ± 28	0.7 ± 0.4	fair
BTLS	2000-234	-53.02	-45.97	223.29	6.1	[0.010 ; 1.00]	21 ± -54	0.6 ± 0.6	fair
BTLS	2000-254	-1.11	129.33	92.61	6.0	[0.010 ; 0.40]	55 ± 42	0.8 ± 0.8	fair
BTLS	2000-326	-5.49	152.15	81.67	6.1	[0.010 ; 1.00]	80 ± 7	1.7 ± 0.4	fair
BTLS	2000-328	-4.59	153.06	80.33	6.3	[0.010 ; 1.00]	62 ± 31	1.0 ± 0.6	fair
BTLS	2001-029	-0.68	133.33	89.78	6.2	[0.010 ; 1.00]	60 ± 22	1.0 ± 0.4	fair
BTLS	2001-059	47.15	-122.73	349.75	6.8	[0.010 ; 1.00]	44 ± 17	1.3 ± 0.3	fair
BTLS	2001-186	-16.09	-73.99	273.04	6.5	[0.010 ; 1.00]	57 ± 36	0.8 ± 0.6	fair
BYBT	1999-322	0.52	126.07	92.32	6.0	[0.010 ; 0.40]	36 ± 17	0.8 ± 0.2	good
BYBT	1999-325	-21.75	-68.78	264.33	5.8	[0.020 ; 0.25]	26 ± 8	1.7 ± 0.2	fair
BYBT	1999-325	-21.75	-68.78	264.33	5.8	[0.026 ; 0.20]	34 ± 21	1.5 ± 0.3	good
BYBT	1999-334	-18.90	-69.17	267.18	6.5	[0.010 ; 0.40]	37 ± 17	1.5 ± 0.4	fair
BYBT	2000-037	-5.84	150.88	80.93	6.6	[0.020 ; 0.25]	33 ± 22	1.2 ± 0.4	poor

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Filtre	ϕ	δt	Qualité
BYBT	2000-063	-7.32	128.49	96.74	6.3	[0.010 ; 1.00]	51 ± 13	1.3 ± 0.2	good
BYBT	2000-220	-7.02	123.36	99.81	6.5	[0.010 ; 1.00]	46 ± 8	1.1 ± 0.1	good
BYBT	2000-225	-3.07	136.11	88.57	5.9	[0.020 ; 0.25]	63 ± 11	1.8 ± 0.2	good
BYBT	2000-254	-1.11	129.33	91.45	6.0	[0.010 ; 0.40]	33 ± 14	1.2 ± 0.2	fair
BYBT	2000-278	11.12	-62.56	286.75	6.2	[0.010 ; 1.00]	27 ± 24	1.0 ± 0.9	fair
BYBT	2000-323	-5.23	151.77	79.83	6.7	[0.010 ; 1.00]	50 ± 27	1.1 ± 0.7	fair
BYBT	2001-094	-5.18	132.37	92.61	6.3	[0.020 ; 0.25]	51 ± 12	1.4 ± 0.3	poor
BYBT	2001-103	-59.72	-25.59	210.14	6.2	[0.010 ; 0.40]	52 ± 8	1.0 ± 0.2	good
BYBT	2001-129	-10.32	161.23	77.29	6.2	[0.020 ; 0.25]	49 ± 39	2.2 ± 0.9	good
BYBT	2001-156	-6.88	146.39	84.81	6.4	[0.010 ; 0.40]	39 ± 13	1.6 ± 0.4	good
BYBT	2001-180	-19.52	-66.25	264.81	6.1	[0.010 ; 0.40]	35 ± 3	1.6 ± 0.1	good
BYBT	2001-182	-4.31	152.96	78.26	6.1	[0.010 ; 0.40]	40 ± 4	1.3 ± 0.1	good
BYBT	2001-205	-19.45	-69.25	266.73	6.3	[0.010 ; 0.40]	39 ± 11	1.3 ± 0.2	good
BYKN	2001-170	-22.74	-67.88	262.64	5.9	[0.010 ; 0.40]	35 ± 31	0.9 ± 0.3	good
BYKN	2001-180	-19.52	-66.25	264.75	6.1	[0.010 ; 0.40]	31 ± 20	1.0 ± 0.2	good
BYKN	2000-114	-28.38	-62.94	254.53	6.1	[0.010 ; 0.40]	29 ± 16	1.0 ± 0.2	good
BYKN	2000-057	13.80	144.78	71.18	6.2	[0.010 ; 0.40]	39 ± -55	0.6 ± 0.3	fair
BYKN	2001-205	-19.45	-69.25	266.57	6.3	[0.020 ; 0.25]	9 ± -73	1.2 ± 0.4	fair
BYKN	2000-063	-7.32	128.49	97.78	6.3	[0.010 ; 0.15]	64 ± 19	0.9 ± 0.2	fair
BYKN	1999-334	-18.90	-69.17	267.04	6.5	[0.010 ; 0.40]	39 ± 13	1.1 ± 0.2	good
BYKN	2000-114	-28.31	-62.99	254.62	6.9	[0.010 ; 0.40]	29 ± 12	0.9 ± 0.1	good
BYKN	2000-133	-23.55	-66.45	261.06	7.2	[0.010 ; 0.40]	13 ± -63	0.8 ± 0.5	fair
CMCY	2000-358	-7.87	135.82	94.39	6.0	[0.020 ; 0.20]	34 ± -51	0.5 ± 0.7	fair
CMCY	1999-334	-18.90	-69.17	268.86	6.5	[0.010 ; 0.15]	83 ± 5	3.4 ± 0.4	poor
CMCY	2000-133	-23.55	-66.45	262.83	7.2	[0.020 ; 0.20]	67 ± 37	3.0 ± 1.4	poor
CMCY	1999-325	-21.75	-68.78	265.94	5.8	[0.010 ; 0.15]	26 ± -44	1.2 ± 1.1	fair
CMCY	2000-334	-24.87	-70.89	264.15	6.3	[0.022 ; 0.20]	74 ± 8	3.0 ± 0.5	poor
DGRL	2000-114	-28.38	-62.94	256.90	6.1	[0.020 ; 0.30]	49 ± 18	1.2 ± 0.2	good
DGRL	2000-114	-28.31	-62.99	256.99	6.9	[0.010 ; 0.40]	23 ± 15	1.2 ± 0.2	good
DGRL	2000-133	-23.55	-66.45	263.55	7.2	[0.020 ; 0.20]	24 ± 16	1.5 ± 0.3	fair
DGRL	2000-147	11.36	139.24	77.57	6.0	[0.022 ; 0.40]	66 ± 8	1.3 ± 0.3	fair
DGRL	2000-220	-7.02	123.36	101.84	6.5	[0.010 ; 1.00]	74 ± 8	0.8 ± 0.1	good
DGRL	2000-225	-3.07	136.11	90.49	5.9	[0.010 ; 0.40]	40 ± 37	0.7 ± 0.4	good
DGRL	2000-234	-53.02	-45.97	224.73	6.1	[0.026 ; 0.40]	21 ± 8	1.5 ± 0.3	fair
DGRL	2000-278	11.12	-62.56	288.83	6.2	[0.030 ; 0.30]	-87 ± 14	1.7 ± 0.7	fair
DGRL	2000-304	-9.71	119.07	106.70	5.9	[0.010 ; 0.40]	69 ± 9	0.8 ± 0.1	good
DGRL	2000-356	-5.71	151.12	82.50	6.3	[0.020 ; 0.30]	27 ± 24	0.9 ± 0.3	fair
DGRL	2001-059	47.15	-122.73	350.57	6.8	[0.010 ; 0.40]	45 ± 9	1.1 ± 0.3	fair
DGRL	2001-170	-22.74	-67.88	265.19	5.9	[0.026 ; 0.20]	31 ± 21	1.3 ± 0.3	good
DGRL	2001-180	-19.52	-66.25	267.13	6.1	[0.020 ; 0.20]	29 ± 15	1.2 ± 0.2	fair
DGRL	2001-182	-4.31	152.96	80.13	6.1	[0.020 ; 0.30]	48 ± 33	1.0 ± 0.5	fair
DGRL	2001-182	-4.31	152.96	80.13	6.1	[0.020 ; 0.30]	14 ± -52	0.4 ± 0.6	fair
DGRL	2001-185	-17.00	-65.71	269.01	6.1	[0.020 ; 0.30]	53 ± 8	1.7 ± 0.2	good
DGRL	2001-205	-19.45	-69.25	269.12	6.3	[0.010 ; 0.40]	19 ± 22	1.6 ± 0.5	fair
DGSU	2000-328	-4.59	153.06	80.50	6.3	[0.010 ; 0.40]	17 ± 17	0.6 ± 0.2	fair
DGSU	2000-321	-5.23	153.10	80.99	7.8	[0.026 ; 1.00]	3 ± -48	1.1 ± 1.0	fair
DGSU	2000-323	-5.23	151.77	81.89	6.7	[0.010 ; 0.40]	38 ± 26	0.7 ± 0.3	fair
DGSU	2000-358	-7.87	135.82	94.20	6.0	[0.010 ; 0.40]	70 ± 68	4.0 ± 0.6	poor
DGSU	2001-094	-5.18	132.37	94.25	6.3	[0.010 ; 1.00]	48 ± 15	0.4 ± 0.1	fair
DGSU	2001-103	-59.72	-25.59	210.75	6.2	[0.018 ; 0.40]	55 ± 37	0.5 ± 0.5	fair
DGSU	2000-334	-24.87	-70.89	263.34	6.3	[0.020 ; 0.20]	49 ± 13	1.9 ± 0.3	fair
DGSU	2000-334	-24.87	-70.89	263.34	6.3	[0.020 ; 0.20]	53 ± 14	1.2 ± 0.3	fair
DGSU	1999-325	-21.75	-68.78	265.19	5.8	[0.010 ; 0.40]	25 ± 6	1.2 ± 0.1	good
DGSU	1999-334	-18.90	-69.17	268.13	6.5	[0.020 ; 0.30]	42 ± 18	1.1 ± 0.2	fair
DGSU	2001-059	47.15	-122.73	350.16	6.8	[0.010 ; 0.40]	54 ± 8	1.4 ± 0.3	fair
DYBR	1999-322	0.52	126.07	92.20	6.0	[0.010 ; 0.40]	36 ± 5	1.1 ± 0.1	poor
DYBR	1999-325	-21.75	-68.78	263.09	5.8	[0.020 ; 0.30]	35 ± 12	1.0 ± 0.2	fair
DYBR	1999-334	-18.90	-69.17	266.00	6.5	[0.010 ; 0.40]	34 ± 15	1.2 ± 0.3	fair
DYBR	2000-008	-23.17	-70.12	262.47	6.3	[0.020 ; 0.30]	36 ± 41	1.2 ± 1.1	fair

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Filtre	ϕ	δt	Qualité
DYBR	2000-114	-28.31	-62.99	253.71	6.9	[0.010 ; 0.40]	28 ± 3	1.2 ± 0.1	good
DYBR	2000-123	17.44	147.52	65.79	6.0	[0.010 ; 0.40]	28 ± 19	0.7 ± 0.2	fair
DYBR	2000-147	11.36	139.24	75.59	6.0	[0.010 ; 0.40]	56 ± 20	0.9 ± 0.5	fair
DYBR	2000-166	4.54	127.72	88.00	6.3	[0.020 ; 1.00]	32 ± 15	0.7 ± 0.1	fair
DYBR	2000-222	18.20	-102.48	321.06	6.5	[0.020 ; 0.30]	-5 ± -58	0.9 ± 0.5	fair
DYBR	2000-225	-3.07	136.11	88.88	5.9	[0.034 ; 0.40]	39 ± 7	1.1 ± 0.1	good
DYBR	2000-234	-53.02	-45.97	222.51	6.1	[0.036 ; 0.40]	17 ± 7	1.6 ± 0.3	good
DYBR	2000-304	-9.71	119.07	104.56	5.9	[0.022 ; 0.40]	37 ± 5	0.9 ± 0.2	fair
DYBR	2000-328	-4.59	153.06	79.34	6.3	[0.020 ; 0.30]	7 ± 5	1.5 ± 0.2	fair
DYBR	2000-334	-24.87	-70.89	261.20	6.3	[0.020 ; 0.25]	23 ± 15	1.5 ± 0.4	fair
DYBR	2000-341	-4.22	152.73	79.25	6.5	[0.010 ; 0.40]	43 ± 26	0.7 ± 0.3	fair
DYBR	2000-356	-5.71	151.12	81.56	6.3	[0.020 ; 0.30]	46 ± 24	0.9 ± 0.3	fair
DYBR	2001-129	-10.32	161.23	78.72	6.2	[0.020 ; 0.20]	43 ± -53	1.0 ± 0.8	fair
DYBR	2001-156	-6.88	146.39	85.57	6.4	[0.020 ; 0.20]	8 ± -78	1.9 ± 0.8	fair
DYBR	2001-170	-22.74	-67.88	261.64	5.9	[0.026 ; 0.40]	40 ± 6	1.2 ± 0.1	good
DYBR	2001-180	-19.52	-66.25	263.74	6.1	[0.010 ; 0.40]	34 ± 6	1.2 ± 0.1	good
DYBR	2001-182	-4.31	152.96	79.17	6.1	[0.010 ; 0.40]	39 ± 12	0.7 ± 0.1	fair
DYBR	2001-184	21.64	142.98	65.35	6.4	[0.022 ; 0.40]	11 ± -60	0.2 ± 0.1	fair
DYBR	2001-185	-17.00	-65.71	265.71	6.1	[0.038 ; 0.25]	42 ± 27	1.6 ± 0.5	fair
DYBR	2001-205	-19.45	-69.25	265.54	6.3	[0.020 ; 0.30]	42 ± 18	1.5 ± 0.2	good
ERGN	2001-166	18.83	146.98	64.70	6.0	[0.020 ; 0.20]	9 ± -68	0.8 ± 0.3	fair
ERGN	2001-184	21.64	142.98	65.02	6.4	[0.010 ; 0.40]	1 ± -74	0.7 ± 0.2	fair
ERGN	2001-182	-4.31	152.96	78.61	6.1	[0.010 ; 0.40]	13 ± 8	1.2 ± 0.2	good
ERGN	2001-149	-7.02	155.04	79.47	6.4	[0.020 ; 0.20]	27 ± -52	0.7 ± 0.8	fair
ERGN	2000-254	-1.11	129.33	91.12	6.0	[0.036 ; 0.40]	33 ± 21	0.8 ± 0.4	poor
ERGN	2000-063	-7.32	128.49	96.52	6.3	[0.010 ; 0.40]	23 ± 9	1.4 ± 0.5	fair
ERGN	2000-220	-7.02	123.36	99.45	6.5	[0.020 ; 0.30]	17 ± 8	1.2 ± 0.5	poor
ERGN	2000-114	-28.38	-62.94	253.53	6.1	[0.036 ; 0.30]	16 ± -66	1.0 ± 0.2	fair
ERGN	2000-114	-28.31	-62.99	253.62	6.9	[0.020 ; 0.25]	14 ± 13	1.0 ± 0.1	fair
ERGN	1999-325	-21.75	-68.78	262.98	5.8	[0.020 ; 0.30]	29 ± 27	1.0 ± 0.3	fair
ERGN	2001-180	-19.52	-66.25	263.60	6.1	[0.034 ; 0.40]	-0 ± -81	1.4 ± 0.2	fair
ERGN	1999-334	-18.90	-69.17	265.87	6.5	[0.010 ; 0.40]	26 ± 14	1.1 ± 0.2	fair
ERGN	2001-059	47.15	-122.73	348.15	6.8	[0.016 ; 0.40]	4 ± -81	1.2 ± 0.3	fair
EZRM	1999-325	-21.75	-68.78	264.93	5.8	[0.020 ; 0.20]	65 ± 18	2.5 ± 0.2	fair
EZRM	1999-334	-18.90	-69.17	267.80	6.5	[0.020 ; 0.20]	30 ± 8	2.0 ± 0.1	fair
EZRM	2000-057	9.41	-78.53	297.32	6.1	[0.020 ; 0.30]	69 ± 28	1.0 ± 0.5	poor
EZRM	2000-063	-7.32	128.49	97.45	6.3	[0.010 ; 0.40]	33 ± 26	1.1 ± 0.4	fair
EZRM	2000-114	-28.38	-62.94	255.31	6.1	[0.032 ; 0.15]	37 ± 9	2.9 ± 0.4	poor
EZRM	2000-114	-28.31	-62.99	255.40	6.9	[0.010 ; 0.15]	37 ± 5	2.7 ± 0.3	poor
EZRM	2000-133	-23.55	-66.45	261.85	7.2	[0.020 ; 0.20]	38 ± 9	2.4 ± 0.3	fair
EZRM	2000-220	-7.02	123.36	100.52	6.5	[0.010 ; 0.40]	21 ± -43	0.8 ± 0.6	fair
EZRM	2000-234	-53.02	-45.97	223.69	6.1	[0.034 ; 0.20]	26 ± 5	2.9 ± 0.6	poor
EZRM	2000-272	-0.22	-80.58	291.71	6.4	[0.020 ; 0.20]	60 ± 14	2.0 ± 0.4	fair
EZRM	2000-278	11.12	-62.56	287.46	6.2	[0.020 ; 0.25]	67 ± 22	1.4 ± 0.4	fair
EZRM	2000-326	-5.49	152.15	80.58	6.1	[0.020 ; 0.25]	49 ± 29	1.6 ± 0.7	poor
EZRM	2001-094	-5.18	132.37	93.32	6.3	[0.020 ; 0.25]	43 ± 18	1.2 ± 0.4	fair
EZRM	2001-180	-19.52	-66.25	265.43	6.1	[0.028 ; 0.40]	19 ± -67	1.7 ± 0.5	poor
EZRM	2001-182	-4.31	152.96	79.08	6.1	[0.042 ; 0.40]	19 ± 7	0.9 ± 0.1	fair
EZRM	2001-186	-16.09	-73.99	273.50	6.5	[0.010 ; 0.40]	57 ± 40	1.9 ± 1.0	poor
HAMR	1999-334	-18.90	-69.17	268.56	6.5	[0.010 ; 1.00]	33 ± 10	0.9 ± 0.2	fair
HAMR	2001-103	-59.72	-25.59	210.95	6.2	[0.020 ; 0.20]	27 ± 9	2.1 ± 0.5	fair
HAMR	2001-140	18.82	-104.45	326.07	6.3	[0.020 ; 0.20]	28 ± -56	1.2 ± 1.0	poor
HAMR	2001-170	-22.74	-67.88	264.15	5.9	[0.020 ; 0.30]	50 ± 10	1.8 ± 0.3	fair
HAMR	2001-185	-17.00	-65.71	268.12	6.1	[0.020 ; 0.20]	20 ± 18	0.9 ± 0.3	fair
HAMR	2001-205	-19.45	-69.25	268.10	6.3	[0.010 ; 1.00]	56 ± 11	1.2 ± 0.2	good
HINS	1999-321	-6.00	148.80	83.72	6.2	[0.020 ; 0.25]	32 ± -60	1.0 ± 0.5	fair
HINS	1999-322	0.52	126.07	93.17	6.0	[0.020 ; 0.20]	25 ± -53	0.9 ± 1.2	poor
HINS	1999-325	-21.75	-68.78	264.71	5.8	[0.020 ; 0.20]	29 ± 21	1.8 ± 0.4	fair
HINS	1999-334	-18.90	-69.17	267.62	6.5	[0.010 ; 1.00]	32 ± 7	1.1 ± 0.1	good

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Filtre	ϕ	δt	Qualité
HINS	2000-114	-28.38	-62.94	255.09	6.1	[0.034 ; 0.40]	31 \pm 7	1.2 \pm 0.2	good
HINS	2000-114	-28.31	-62.99	255.19	6.9	[0.010 ; 0.40]	35 \pm 3	1.2 \pm 0.1	good
HINS	2000-123	17.44	147.52	66.63	6.0	[0.032 ; 1.00]	21 \pm 18	0.8 \pm 0.2	fair
HINS	2000-326	-5.49	152.15	81.07	6.1	[0.028 ; 0.20]	-3 \pm -70	1.2 \pm 0.6	fair
HINS	2001-015	-40.34	78.36	152.87	6.3	[0.020 ; 0.20]	29 \pm 22	1.2 \pm 0.3	fair
HINS	2001-029	-0.68	133.33	89.49	6.2	[0.010 ; 1.00]	49 \pm 13	1.1 \pm 0.2	fair
HINS	2001-059	47.15	-122.73	349.47	6.8	[0.010 ; 0.40]	45 \pm 17	1.2 \pm 0.4	fair
HINS	2001-094	-5.18	132.37	93.59	6.3	[0.010 ; 1.00]	50 \pm 9	1.1 \pm 0.1	good
HINS	2001-129	-10.32	161.23	78.84	6.2	[0.072 ; 0.20]	9 \pm -66	0.7 \pm 0.4	fair
HINS	2001-148	-6.61	132.35	94.71	6.0	[0.032 ; 0.30]	43 \pm 17	1.2 \pm 0.2	fair
HINS	2001-170	-22.74	-67.88	263.24	5.9	[0.020 ; 0.20]	39 \pm 22	1.2 \pm 0.3	fair
HINS	2001-182	-4.31	152.96	79.56	6.1	[0.010 ; 0.40]	40 \pm 10	0.9 \pm 0.2	fair
HINS	2001-186	-16.09	-73.99	273.29	6.5	[0.030 ; 0.20]	87 \pm 26	1.6 \pm 1.0	poor
HINS	2001-205	-19.45	-69.25	267.16	6.3	[0.036 ; 0.30]	31 \pm 18	1.6 \pm 0.3	fair
HRPT	1999-322	0.52	126.07	91.58	6.0	[0.010 ; 0.40]	70 \pm 4	1.9 \pm 0.1	fair
HRPT	1999-325	-21.75	-68.78	262.94	5.8	[0.010 ; 0.40]	45 \pm 19	1.2 \pm 0.2	good
HRPT	1999-325	-21.75	-68.78	262.94	5.8	[0.010 ; 0.40]	21 \pm 17	0.9 \pm 0.3	fair
HRPT	1999-334	-18.90	-69.17	265.80	6.5	[0.010 ; 1.00]	22 \pm 9	1.2 \pm 0.3	fair
HRPT	2000-008	-23.17	-70.12	262.35	6.3	[0.010 ; 0.30]	20 \pm 19	1.8 \pm 0.4	fair
HRPT	2000-063	-7.32	128.49	96.19	6.3	[0.010 ; 0.40]	48 \pm 15	1.2 \pm 0.2	good
HRPT	2000-114	-28.38	-62.94	253.50	6.1	[0.010 ; 0.40]	9 \pm -71	1.2 \pm 0.3	good
HRPT	2000-114	-28.31	-62.99	253.59	6.9	[0.010 ; 0.40]	18 \pm 15	1.2 \pm 0.2	good
HRPT	2000-123	17.44	147.52	65.08	6.0	[0.026 ; 0.40]	45 \pm -55	1.1 \pm 0.7	fair
HRPT	2000-125	-1.11	123.57	94.42	7.5	[0.010 ; 0.40]	50 \pm 9	1.2 \pm 0.1	good
HRPT	2000-133	-23.55	-66.45	259.93	7.2	[0.010 ; 0.40]	18 \pm 17	1.2 \pm 0.5	fair
HRPT	2000-147	11.36	139.24	74.92	6.0	[0.040 ; 1.00]	53 \pm 20	1.5 \pm 0.6	fair
HRPT	2000-166	4.54	127.72	87.40	6.3	[0.010 ; 0.40]	65 \pm 9	1.5 \pm 0.3	poor
HRPT	2000-220	-7.02	123.36	99.15	6.5	[0.010 ; 0.40]	41 \pm 10	1.1 \pm 0.2	good
HRPT	2000-225	-3.07	136.11	88.10	5.9	[0.020 ; 0.20]	56 \pm 9	1.5 \pm 0.2	good
HRPT	2000-234	-53.02	-45.97	222.47	6.1	[0.028 ; 0.40]	16 \pm 16	1.9 \pm 0.3	fair
HRPT	2000-241	-4.16	127.31	94.46	6.4	[0.020 ; 0.20]	16 \pm 22	1.8 \pm 0.6	poor
HRPT	2000-254	-1.11	129.33	90.81	6.0	[0.010 ; 1.00]	39 \pm 16	1.2 \pm 0.3	fair
HRPT	2000-304	-9.71	119.07	103.92	5.9	[0.010 ; 1.00]	44 \pm 7	0.9 \pm 0.2	fair
HRPT	2000-328	-4.59	153.06	78.28	6.3	[0.020 ; 0.20]	76 \pm 4	2.2 \pm 0.5	poor
HRPT	2000-356	-5.71	151.12	80.52	6.3	[0.020 ; 0.25]	59 \pm 42	1.3 \pm 1.0	poor
HRPT	2001-029	-0.68	133.33	87.97	6.2	[0.020 ; 0.20]	54 \pm 20	1.3 \pm 0.4	fair
HRPT	2001-047	-7.16	117.49	102.97	6.1	[0.010 ; 1.00]	39 \pm 9	1.0 \pm 0.2	good
HRPT	2001-055	1.27	126.25	90.88	7.0	[0.010 ; 1.00]	41 \pm 14	1.5 \pm 0.2	fair
HRPT	2001-059	47.15	-122.73	347.84	6.8	[0.010 ; 1.00]	30 \pm 15	0.8 \pm 0.1	fair
HRPT	2001-148	-6.61	132.35	93.24	6.0	[0.020 ; 0.20]	69 \pm 18	1.6 \pm 0.8	poor
HRPT	2001-166	18.83	146.98	64.39	6.0	[0.026 ; 0.20]	26 \pm -63	0.7 \pm 0.4	poor
HRPT	2001-170	-22.74	-67.88	261.49	5.9	[0.026 ; 0.20]	57 \pm 13	1.6 \pm 0.2	fair
HRPT	2001-180	-19.52	-66.25	263.51	6.1	[0.052 ; 0.40]	2 \pm -80	1.2 \pm 0.2	fair
HRPT	2001-182	-4.31	152.96	78.12	6.1	[0.020 ; 0.30]	50 \pm 23	1.2 \pm 0.5	fair
HRPT	2001-186	-16.09	-73.99	271.35	6.5	[0.020 ; 0.20]	31 \pm 37	1.2 \pm 1.0	poor
HRSN	2001-182	-4.31	152.96	79.77	6.1	[0.010 ; 0.40]	34 \pm 28	1.2 \pm 0.5	fair
HRSN	2000-254	-1.11	129.33	92.75	6.0	[0.010 ; 0.40]	67 \pm 13	1.8 \pm 0.4	fair
HRSN	2001-148	-6.61	132.35	95.04	6.0	[0.020 ; 0.20]	73 \pm 59	2.7 \pm 1.3	poor
HRSN	2000-063	-7.32	128.49	98.04	6.3	[0.010 ; 1.00]	56 \pm 18	1.5 \pm 0.2	fair
HRSN	2000-220	-7.02	123.36	101.11	6.5	[0.010 ; 1.00]	39 \pm 20	1.6 \pm 0.2	fair
HRSN	2000-304	-9.71	119.07	105.94	5.9	[0.010 ; 0.40]	62 \pm 22	1.4 \pm 0.3	fair
HRSN	2000-114	-28.38	-62.94	255.72	6.1	[0.026 ; 0.20]	34 \pm -60	1.8 \pm 0.7	fair
HRSN	2000-114	-28.31	-62.99	255.82	6.9	[0.010 ; 0.40]	22 \pm 17	1.5 \pm 0.4	fair
HRSN	2001-170	-22.74	-67.88	263.92	5.9	[0.020 ; 0.20]	42 \pm 17	2.1 \pm 0.4	fair
HRSN	2000-278	11.12	-62.56	288.06	6.2	[0.020 ; 0.20]	82 \pm 12	0.9 \pm 0.2	good
ILIC	2000-147	11.36	139.24	74.49	6.0	[0.010 ; 0.40]	46 \pm 34	0.9 \pm 0.9	fair
ILIC	2001-182	-4.31	152.96	77.36	6.1	[0.010 ; 0.40]	33 \pm 15	0.8 \pm 0.1	fair
ILIC	2000-166	4.54	127.72	87.03	6.3	[0.010 ; 1.00]	53 \pm 21	1.0 \pm 0.4	fair
ILIC	2000-125	-1.11	123.57	94.04	7.5	[0.010 ; 1.00]	24 \pm 1	1.1 \pm 0.0	good

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Filtre	ϕ	δt	Qualité
ILIC	2000-114	-28.38	-62.94	253.49	6.1	[0.010 ; 0.40]	-3 ± -58	0.8 ± 0.5	fair
ILIC	2000-114	-28.31	-62.99	253.59	6.9	[0.010 ; 0.40]	18 ± -62	0.5 ± 0.2	good
ILIC	2001-180	-19.52	-66.25	263.44	6.1	[0.010 ; 0.40]	27 ± 34	0.4 ± 0.2	fair
IMRL	1999-325	-21.75	-68.78	262.86	5.8	[0.022 ; 0.40]	33 ± -44	0.7 ± 0.7	poor
IMRL	2000-220	-7.02	123.36	98.43	6.5	[0.022 ; 0.40]	34 ± 13	0.8 ± 0.2	fair
IMRL	2000-241	-4.16	127.31	93.71	6.4	[0.020 ; 0.20]	64 ± 28	1.0 ± 0.6	fair
IMRL	2000-304	-9.71	119.07	103.23	5.9	[0.010 ; 1.00]	29 ± 6	1.1 ± 0.1	good
KARS	1999-325	-21.75	-68.78	266.27	5.8	[0.020 ; 0.20]	10 ± -74	1.4 ± 0.4	good
KARS	1999-334	-18.90	-69.17	269.17	6.5	[0.010 ; 0.40]	41 ± 24	0.9 ± 0.3	poor
KARS	2000-063	-7.32	128.49	98.53	6.3	[0.010 ; 1.00]	77 ± 8	1.1 ± 0.3	good
KARS	2001-059	47.15	-122.73	350.39	6.8	[0.010 ; 0.40]	46 ± 22	1.2 ± 0.4	fair
KARS	2001-170	-22.74	-67.88	264.78	5.9	[0.020 ; 0.30]	43 ± -43	1.0 ± 0.5	fair
KARS	2001-180	-19.52	-66.25	266.74	6.1	[0.010 ; 1.00]	37 ± 14	1.2 ± 0.1	good
KARS	2001-186	-16.09	-73.99	274.96	6.5	[0.010 ; 0.40]	29 ± 20	1.5 ± 0.5	fair
KARS	2001-205	-19.45	-69.25	268.71	6.3	[0.020 ; 0.20]	13 ± -51	1.1 ± 0.8	poor
KOTK	1999-334	-18.90	-69.17	268.91	6.5	[0.010 ; 0.40]	43 ± 20	1.1 ± 0.3	fair
KOTK	2000-063	-7.32	128.49	98.50	6.3	[0.010 ; 0.40]	68 ± 13	1.0 ± 0.2	good
KOTK	2000-334	-24.87	-70.89	264.23	6.3	[0.020 ; 0.20]	40 ± 15	1.2 ± 0.3	fair
KOTK	2001-170	-22.74	-67.88	264.51	5.9	[0.030 ; 0.20]	35 ± 21	1.4 ± 0.5	fair
KOTK	2001-180	-19.52	-66.25	266.50	6.1	[0.020 ; 0.40]	39 ± 17	1.4 ± 0.2	fair
KOTK	2001-186	-16.09	-73.99	274.68	6.5	[0.024 ; 0.40]	51 ± 18	1.2 ± 0.3	fair
KOTK	2001-205	-19.45	-69.25	268.45	6.3	[0.020 ; 0.20]	26 ± 30	1.2 ± 0.5	fair
KRLV	1999-325	-21.75	-68.78	264.31	5.8	[0.026 ; 0.20]	76 ± 11	2.2 ± 0.1	fair
KRLV	1999-334	-18.90	-69.17	267.19	6.5	[0.028 ; 0.20]	63 ± 9	1.9 ± 0.4	fair
KRLV	2000-114	-28.38	-62.94	254.73	6.1	[0.020 ; 0.20]	57 ± 10	2.2 ± 0.6	fair
KRLV	2000-114	-28.31	-62.99	254.83	6.9	[0.010 ; 1.00]	33 ± 7	1.0 ± 0.2	good
KRLV	2000-220	-7.02	123.36	100.26	6.5	[0.010 ; 1.00]	42 ± 10	0.7 ± 0.1	fair
KRLV	2000-225	-3.07	136.11	89.13	5.9	[0.010 ; 1.00]	39 ± 9	0.8 ± 0.1	fair
KRLV	2000-304	-9.71	119.07	105.06	5.9	[0.020 ; 1.00]	37 ± 17	0.6 ± 0.2	poor
KRLV	2000-356	-5.71	151.12	81.46	6.3	[0.024 ; 0.20]	57 ± 13	2.1 ± 0.8	poor
KRLV	2001-029	-0.68	133.33	89.04	6.2	[0.044 ; 0.40]	27 ± -62	0.7 ± 0.2	poor
KRLV	2001-180	-19.52	-66.25	264.85	6.1	[0.020 ; 0.20]	61 ± 11	2.0 ± 0.4	good
KRLV	2001-186	-16.09	-73.99	272.84	6.5	[0.026 ; 0.20]	29 ± 23	1.4 ± 0.5	fair
KTLN	1999-325	-21.75	-68.78	263.95	5.8	[0.020 ; 0.20]	18 ± 19	0.8 ± 0.3	fair
KTLN	1999-334	-18.90	-69.17	266.89	6.5	[0.010 ; 0.40]	13 ± 16	1.2 ± 0.6	fair
KTLN	2000-063	-7.32	128.49	97.74	6.3	[0.010 ; 0.40]	18 ± 37	0.8 ± 0.6	fair
KTLN	2001-059	47.15	-122.73	349.46	6.8	[0.010 ; 0.40]	53 ± 29	0.9 ± 0.7	poor
KTLN	2001-177	-17.75	-71.65	269.46	6.7	[0.010 ; 0.40]	19 ± 15	1.2 ± 0.4	fair
KTLN	2001-180	-19.52	-66.25	264.60	6.1	[0.010 ; 0.40]	19 ± 11	0.9 ± 0.2	fair
KTLN	2001-182	-4.31	152.96	80.05	6.1	[0.020 ; 0.30]	4 ± -52	0.7 ± 0.7	fair
KTLN	2001-185	-17.00	-65.71	266.58	6.1	[0.020 ; 0.20]	17 ± 16	1.2 ± 0.4	fair
KTLN	2001-186	-16.09	-73.99	272.49	6.5	[0.010 ; 0.40]	10 ± 10	1.6 ± 0.8	poor
KYPR	1999-325	-21.75	-68.78	263.43	5.8	[0.036 ; 0.20]	15 ± -66	1.2 ± 0.5	fair
KYPR	1999-334	-18.90	-69.17	266.37	6.5	[0.028 ; 0.25]	64 ± 10	1.0 ± 0.2	good
KYPR	2000-114	-28.38	-62.94	253.91	6.1	[0.020 ; 0.20]	54 ± 12	1.5 ± 0.4	good
KYPR	2000-114	-28.31	-62.99	254.01	6.9	[0.026 ; 0.20]	40 ± 18	1.2 ± 0.3	good
KYPR	2000-323	-5.23	151.77	81.38	6.7	[0.026 ; 0.20]	59 ± 9	1.2 ± 0.4	poor
KYPR	2000-334	-24.87	-70.89	261.50	6.3	[0.020 ; 0.20]	61 ± 11	1.7 ± 0.4	fair
KYPR	2000-334	-24.87	-70.89	261.50	6.3	[0.028 ; 0.15]	71 ± 9	1.6 ± 0.7	poor
KYPR	2001-059	47.15	-122.73	349.10	6.8	[0.020 ; 0.20]	67 ± 12	1.8 ± 0.9	fair
MRDN	1999-325	-21.75	-68.78	263.02	5.8	[0.032 ; 0.20]	51 ± -40	1.0 ± 1.2	fair
MRDN	1999-334	-18.90	-69.17	265.96	6.5	[0.022 ; 0.40]	38 ± 14	0.9 ± 0.1	good
MRDN	2000-063	-7.32	128.49	97.16	6.3	[0.010 ; 0.40]	17 ± 7	1.0 ± 0.4	fair
MRDN	2000-114	-28.38	-62.94	253.55	6.1	[0.020 ; 0.20]	16 ± -74	0.8 ± 0.1	fair
MRDN	2000-114	-28.31	-62.99	253.64	6.9	[0.010 ; 0.40]	48 ± 20	0.7 ± 0.2	good
MRDN	2000-114	-28.31	-62.99	253.64	6.9	[0.010 ; 0.40]	26 ± 6	0.9 ± 0.1	good
MRDN	2000-133	-23.55	-66.45	260.02	7.2	[0.020 ; 0.20]	50 ± 11	1.2 ± 0.3	fair
MRDN	2000-220	-7.02	123.36	100.03	6.5	[0.010 ; 0.40]	24 ± 20	0.7 ± 0.4	fair
MRDN	2000-225	-3.07	136.11	89.17	5.9	[0.010 ; 0.40]	21 ± 15	0.9 ± 0.3	poor

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Filtre	ϕ	δt	Qualité
MRDN	2001-059	47.15	-122.73	348.79	6.8	[0.020 ; 0.20]	55 ± 3	1.3 ± 0.2	fair
MRDN	2001-180	-19.52	-66.25	263.71	6.1	[0.010 ; 1.00]	14 ± 14	0.9 ± 0.3	good
MRDN	2001-186	-16.09	-73.99	271.49	6.5	[0.026 ; 0.20]	21 ± 17	1.4 ± 0.6	poor
MRDN	2001-205	-19.45	-69.25	265.48	6.3	[0.026 ; 0.20]	61 ± 30	1.2 ± 0.6	fair
MSDY	2000-125	-1.11	123.57	93.58	7.5	[0.032 ; 0.20]	$-88 \pm \text{Inf}$	$2.2 \pm \text{Inf}$	poor
MSDY	2001-055	1.27	126.25	90.02	7.0	[0.010 ; 0.40]	-88 ± 2	2.8 ± 0.3	fair
MSDY	2000-304	-9.71	119.07	103.01	5.9	[0.020 ; 0.20]	-77 ± 9	1.7 ± 0.6	poor
MSDY	2000-063	-7.32	128.49	95.12	6.3	[0.010 ; 0.30]	-85 ± 2	2.0 ± 0.1	fair
MSDY	2001-148	-6.61	132.35	92.09	6.0	[0.020 ; 0.20]	86 ± 14	1.6 ± 0.8	poor
MSDY	2001-103	-59.72	-25.59	209.28	6.2	[0.020 ; 0.20]	-87 ± 11	1.1 ± 0.2	poor
MSDY	2001-180	-19.52	-66.25	263.39	6.1	[0.040 ; 0.30]	79 ± 18	0.9 ± 0.4	poor
MSDY	2000-114	-28.38	-62.94	253.54	6.1	[0.042 ; 0.30]	52 ± 18	0.7 ± 0.2	poor
MSDY	2001-170	-22.74	-67.88	261.51	5.9	[0.048 ; 0.20]	44 ± 33	1.1 ± 0.5	fair
MSDY	2001-186	-16.09	-73.99	271.31	6.5	[0.020 ; 0.20]	67 ± 15	1.1 ± 0.2	poor
MUSH	1999-334	-18.90	-69.17	267.17	6.5	[0.020 ; 0.30]	65 ± 6	2.0 ± 0.3	fair
MUSH	2000-063	-7.32	128.49	97.58	6.3	[0.010 ; 1.00]	66 ± 17	0.8 ± 0.2	good
MUSH	2000-114	-28.31	-62.99	254.77	6.9	[0.020 ; 0.30]	49 ± 5	1.7 ± 0.3	fair
MUSH	2000-133	-23.55	-66.45	261.21	7.2	[0.020 ; 0.20]	47 ± 33	1.1 ± 0.8	poor
MUSH	2000-356	-5.71	151.12	82.00	6.3	[0.020 ; 0.25]	18 ± 25	0.9 ± 0.4	fair
MUSH	2001-055	1.27	126.25	92.29	7.0	[0.000 ; Inf]	22 ± 30	0.7 ± 0.5	fair
MUSH	2001-059	47.15	-122.73	349.32	6.8	[0.020 ; 0.20]	67 ± 12	1.6 ± 0.8	fair
SEYH	2007-051	-1.05	126.98	88.12	6.0	[0.020 ; 0.20]	28 ± 13	1.4 ± 0.2	good
SEYH	2005-225	20.13	145.80	60.00	6.0	[0.020 ; 0.30]	52 ± 4	2.1 ± 0.2	fair
SEYH	2006-272	10.91	-61.65	281.22	6.0	[0.020 ; 0.20]	21 ± 6	1.1 ± 0.2	fair
SEYH	2008-020	2.35	126.82	85.66	6.1	[0.020 ; 0.30]	54 ± 4	2.1 ± 0.1	good
SEYH	2008-080	6.18	126.93	82.70	6.1	[0.020 ; 0.25]	31 ± 16	1.2 ± 0.2	fair
SEYH	2005-357	-1.39	-77.52	282.62	6.1	[0.050 ; 0.30]	45 ± 13	1.3 ± 0.3	poor
SEYH	2006-015	-7.83	122.60	96.13	6.1	[0.020 ; 0.30]	46 ± 10	1.7 ± 0.1	good
SEYH	2008-044	-8.19	128.64	92.50	6.2	[0.050 ; 0.30]	58 ± 6	1.8 ± 0.1	good
SEYH	2007-076	1.15	126.25	86.94	6.2	[0.020 ; 0.25]	37 ± 12	1.5 ± 0.2	good
SEYH	2006-333	2.52	128.28	84.57	6.2	[0.038 ; 0.20]	13 ± 23	1.2 ± 0.6	fair
SEYH	2006-090	3.79	126.37	84.87	6.2	[0.020 ; 0.30]	49 ± 3	1.9 ± 0.1	good
SEYH	2008-084	-20.04	-68.96	261.78	6.2	[0.020 ; 0.20]	26 ± 6	2.1 ± 0.2	fair
SEYH	2006-259	-3.11	129.44	88.07	6.3	[0.020 ; 0.30]	68 ± 8	1.9 ± 0.2	fair
SEYH	2006-335	-8.25	118.78	98.93	6.3	[0.020 ; 0.30]	39 ± 6	1.5 ± 0.2	good
SEYH	2006-346	3.73	124.68	86.02	6.3	[0.020 ; 0.30]	50 ± 12	1.6 ± 0.2	good
SEYH	2007-030	20.99	144.70	60.14	6.6	[0.020 ; 0.25]	56 ± 2	2.2 ± 0.4	fair
SEYH	2006-237	-24.36	-66.94	256.82	6.6	[0.020 ; 0.20]	37 ± 4	2.0 ± 0.1	good
SEYH	2006-237	-24.36	-66.94	256.82	6.6	[0.020 ; 0.30]	13 ± 28	1.4 ± 0.5	fair
SEYH	2007-051	-1.02	126.99	88.09	6.7	[0.020 ; 0.30]	44 ± 8	1.4 ± 0.1	good
SEYH	2006-073	-3.60	127.21	89.91	6.7	[0.020 ; 0.20]	60 ± 8	1.9 ± 0.3	good
SEYH	2006-317	-26.04	-63.22	253.22	6.8	[0.024 ; 0.16]	25 ± 12	1.5 ± 0.2	fair
SEYH	2006-290	-5.88	150.98	75.39	6.9	[0.046 ; 0.20]	65 ± 10	1.7 ± 0.5	fair
SEYH	2005-321	-22.32	-67.89	259.16	6.9	[0.026 ; 0.40]	43 ± 4	2.1 ± 0.2	fair
SEYH	2005-321	-22.32	-67.89	259.16	6.9	[0.026 ; 0.40]	43 ± 8	1.6 ± 0.2	fair
SEYH	2007-021	1.07	126.28	86.98	7.5	[0.020 ; 1.00]	49 ± 7	1.5 ± 0.1	good
SEYH	2005-269	-5.68	-76.40	278.50	7.5	[0.020 ; 1.00]	36 ± 9	1.2 ± 0.2	good
SEYH	2005-269	-5.68	-76.40	278.50	7.5	[0.020 ; 0.60]	50 ± 11	1.0 ± 0.2	good
SEYH	2006-027	-5.47	128.13	90.74	7.6	[0.020 ; 0.52]	55 ± 6	1.5 ± 0.1	good
SILN	1999-334	-18.90	-69.17	266.59	6.5	[0.020 ; 0.20]	65 ± 15	1.4 ± 0.6	poor
SILN	2000-063	-7.32	128.49	97.33	6.3	[0.020 ; 0.20]	17 ± 13	1.1 ± 0.7	poor
SILN	2000-114	-28.38	-62.94	254.14	6.1	[0.020 ; 0.20]	4 ± -73	1.2 ± 0.3	good
SILN	2000-114	-28.31	-62.99	254.23	6.9	[0.020 ; 0.20]	18 ± 14	1.1 ± 0.1	fair
SILN	2000-133	-23.55	-66.45	260.64	7.2	[0.020 ; 0.30]	27 ± 24	0.9 ± 0.3	fair
SILN	2001-148	-6.61	132.35	94.41	6.0	[0.024 ; 0.20]	52 ± 21	1.0 ± 0.2	fair
SILN	2001-180	-19.52	-66.25	264.30	6.1	[0.020 ; 0.20]	32 ± 13	1.6 ± 0.2	fair
SILN	2001-205	-19.45	-69.25	266.12	6.3	[0.020 ; 0.20]	24 ± 12	1.5 ± 0.2	poor
SIRN	1999-322	0.52	126.07	91.57	6.0	[0.020 ; 0.20]	64 ± 7	1.4 ± 0.2	poor
SIRN	1999-325	-21.75	-68.78	263.62	5.8	[0.020 ; 0.20]	42 ± 42	1.1 ± 0.7	poor

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Filtre	ϕ	δt	Qualité
SIRN	2000-063	-7.32	128.49	96.01	6.3	[0.020 ; 0.20]	52 ± 7	1.2 ± 0.1	good
SIRN	2000-114	-28.31	-62.99	254.24	6.9	[0.020 ; 0.20]	58 ± 20	1.2 ± 0.4	fair
SIRN	2000-114	-28.38	-62.94	254.14	6.1	[0.020 ; 0.20]	66 ± 16	1.3 ± 0.3	poor
SIRN	2000-125	-1.11	123.57	94.44	7.5	[0.010 ; 0.40]	54 ± 6	1.4 ± 0.1	fair
SIRN	2000-147	11.36	139.24	74.83	6.0	[0.034 ; 0.20]	77 ± 11	2.8 ± 1.1	poor
SIRN	2000-166	4.54	127.72	87.43	6.3	[0.020 ; 0.20]	37 ± 27	1.0 ± 0.3	fair
SIRN	2000-220	-7.02	123.36	99.07	6.5	[0.020 ; 0.20]	41 ± 16	1.3 ± 0.3	good
SIRN	2000-225	-3.07	136.11	87.83	5.9	[0.026 ; 0.20]	52 ± 7	1.2 ± 0.3	poor
SIRN	2000-334	-24.87	-70.89	261.93	6.3	[0.020 ; 0.20]	58 ± 9	1.3 ± 0.2	poor
SIRN	2001-047	-7.16	117.49	103.00	6.1	[0.020 ; 0.20]	63 ± 11	1.2 ± 0.1	good
SIRN	2001-094	-5.18	132.37	91.87	6.3	[0.020 ; 0.30]	74 ± 10	1.4 ± 0.2	poor
SIRN	2001-148	-6.61	132.35	92.99	6.0	[0.020 ; 0.20]	43 ± 21	1.2 ± 0.3	fair
SIRN	2001-170	-22.74	-67.88	262.18	5.9	[0.020 ; 0.30]	72 ± 17	1.2 ± 0.3	poor
SIRN	2001-180	-19.52	-66.25	264.10	6.1	[0.020 ; 0.20]	50 ± 17	1.1 ± 0.2	fair
SIRN	2001-182	-4.31	152.96	77.47	6.1	[0.028 ; 0.20]	61 ± 6	1.4 ± 0.2	fair
SIRN	2001-184	21.64	142.98	64.76	6.4	[0.020 ; 0.30]	57 ± 1	1.0 ± 0.2	fair
SIRN	2001-205	-19.45	-69.25	266.00	6.3	[0.020 ; 0.20]	52 ± 24	1.1 ± 0.2	poor
UZML	1999-325	-21.75	-68.78	263.73	5.8	[0.058 ; 1.00]	26 ± 21	0.8 ± 0.2	good
UZML	1999-334	-18.90	-69.17	266.58	6.5	[0.004 ; 1.00]	29 ± 14	0.9 ± 0.2	fair
UZML	2000-063	-7.32	128.49	96.42	6.3	[0.010 ; 1.00]	26 ± 10	0.9 ± 0.1	poor
UZML	2000-114	-28.38	-62.94	254.23	6.1	[0.010 ; 1.00]	28 ± 7	0.9 ± 0.1	fair
UZML	2000-114	-28.31	-62.99	254.32	6.9	[0.010 ; 1.00]	28 ± 5	0.9 ± 0.0	fair
UZML	2000-220	-7.02	123.36	99.45	6.5	[0.010 ; 0.40]	19 ± 9	1.2 ± 0.2	fair
UZML	2000-304	-9.71	119.07	104.25	5.9	[0.010 ; 1.00]	32 ± 5	1.0 ± 0.1	good
UZML	2000-326	-5.49	152.15	79.58	6.1	[0.010 ; 1.00]	32 ± 16	1.1 ± 0.2	good
UZML	2001-047	-7.16	117.49	103.35	6.1	[0.014 ; 1.00]	25 ± 7	0.9 ± 0.2	fair
UZML	2001-180	-19.52	-66.25	264.24	6.1	[0.010 ; 0.40]	42 ± 18	0.7 ± 0.1	good

Tableau 3: Tableau présentant les événements ayant conduit à une mesure dite « nulle », c'est à dire ne présentant pas d'anisotropie.

Station	Date (aaaa/jjj)	Latitude (degré)	Longitude (degré)	Baz (degré)	Mw	Qualité
AGIN	2000-272	-0.22	-80.58	289.25	6.4	good
AGIN	2000-312	-55.63	-29.88	214.26	6.7	fair
AGIN	2000-312	-55.63	-29.88	214.26	6.7	fair
AGIN	2001-013	13.05	-88.66	305.26	7.7	good
AHLT	2000-312	-55.63	-29.88	215.62	6.7	good
AHLT	2000-312	-55.63	-29.88	215.62	6.7	good
AHLT	2001-013	13.05	-88.66	308.19	7.7	good
BNGL	2000-057	9.41	-78.53	296.46	6.1	fair
BNGL	2000-203	9.42	-85.33	301.58	6.4	good
BNGL	2001-013	13.05	-88.66	306.73	7.7	good
BNGL	2000-072	14.98	-92.44	311.07	6.3	fair
BTLS	2000-203	9.42	-85.33	302.61	6.4	fair
BTLS	2000-272	-0.22	-80.58	291.58	6.4	good
BTLS	2000-312	-55.63	-29.88	215.42	6.7	good
BTLS	2000-323	-5.23	151.77	81.71	6.7	fair
BTLS	2001-013	13.05	-88.66	307.81	7.7	good
BTLS	2001-103	-59.72	-25.59	210.40	6.2	fair
BTLS	2001-185	-17.00	-65.71	267.05	6.1	fair
BTLS	2001-185	-17.00	-65.71	267.05	6.1	fair
BYBT	2000-203	9.42	-85.33	301.72	6.4	fair
BYBT	2000-222	18.20	-102.48	321.65	6.5	good
BYBT	2000-312	-55.63	-29.88	215.16	6.7	fair
BYBT	2001-166	18.83	146.98	65.02	6.0	good

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Qualité
BYKN	2000-057	9.41	-78.53	297.12	6.1	fair
BYKN	1999-321	-5.98	148.82	84.11	6.9	fair
CMCY	2000-063	-7.32	128.49	98.63	6.3	fair
CMCY	2000-323	-5.23	151.77	81.94	6.7	fair
CMCY	2001-182	-4.31	152.96	80.40	6.1	fair
CMCY	2000-072	14.98	-92.44	313.52	6.3	good
CMCY	2001-180	-19.52	-66.25	266.47	6.1	fair
CMCY	2000-114	-28.31	-62.99	256.29	6.9	good
CMCY	2000-114	-28.38	-62.94	256.20	6.1	good
CMCY	2001-186	-16.09	-73.99	274.63	6.5	fair
DGRL	2000-123	17.44	147.52	67.68	6.0	good
DGRL	2000-203	9.42	-85.33	304.43	6.4	good
DGRL	2000-222	18.20	-102.48	324.61	6.5	good
DGRL	2000-312	-55.63	-29.88	216.53	6.7	good
DGRL	2001-013	13.05	-88.66	309.57	7.7	good
DGSU	2000-312	-55.63	-29.88	215.80	6.7	fair
DGSU	2001-013	13.05	-88.66	308.51	7.7	fair
DYBR	2000-203	9.42	-85.33	301.01	6.4	good
DYBR	2000-278	11.12	-62.56	286.67	6.2	good
DYBR	2000-312	-55.63	-29.88	214.62	6.7	fair
DYBR	2000-323	-5.23	151.77	80.73	6.7	fair
DYBR	2000-347	6.01	-82.68	296.44	6.1	fair
DYBR	2001-103	-59.72	-25.59	209.66	6.2	fair
ERGN	2000-304	-9.71	119.07	104.21	5.9	fair
ERGN	2001-103	-59.72	-25.59	209.54	6.2	fair
ERGN	2000-312	-55.63	-29.88	214.50	6.7	good
ERGN	2000-234	-53.02	-45.97	222.47	6.1	fair
ERGN	2001-186	-16.09	-73.99	271.41	6.5	fair
ERGN	2000-278	11.12	-62.56	286.32	6.2	good
ERGN	2000-272	-0.22	-80.58	289.72	6.4	good
ERGN	2000-203	9.42	-85.33	300.70	6.4	fair
ERGN	2001-013	13.05	-88.66	305.86	7.7	fair
EZRM	2000-203	9.42	-85.33	302.55	6.4	fair
EZRM	2000-312	-55.63	-29.88	215.54	6.7	fair
EZRM	2001-013	13.05	-88.66	307.69	7.7	fair
EZRM	2001-019	15.40	-92.72	312.53	6.0	fair
HAMR	2000-037	-5.84	150.88	82.99	6.6	good
HAMR	2000-057	9.41	-78.53	298.41	6.1	fair
HAMR	2000-063	-7.32	128.49	98.50	6.3	fair
HAMR	2000-312	-55.63	-29.88	216.03	6.7	fair
HAMR	2000-323	-5.23	151.77	81.90	6.7	fair
HAMR	2000-326	-5.49	152.15	81.85	6.1	good
HAMR	2000-356	-5.71	151.12	82.72	6.3	fair
HAMR	2001-013	13.05	-88.66	308.87	7.7	fair
HAMR	2001-015	-40.34	78.36	153.76	6.3	fair
HAMR	2001-059	47.15	-122.73	350.34	6.8	fair
HAMR	2001-094	-5.18	132.37	94.39	6.3	good
HAMR	2001-149	-7.02	155.04	81.14	6.4	fair
HAMR	2001-182	-4.31	152.96	80.36	6.1	good
HAMR	2001-182	-4.31	152.96	80.36	6.1	good
HAMR	2001-188	-17.54	-72.08	271.69	7.6	fair
HAMR	2001-203	-5.15	132.34	94.39	6.0	good
HINS	2000-057	9.41	-78.53	297.37	6.1	fair
HINS	2000-133	-23.55	-66.45	261.64	7.2	fair
HINS	2000-312	-55.63	-29.88	215.48	6.7	fair
HINS	2000-323	-5.23	151.77	81.12	6.7	good
HINS	2000-356	-5.71	151.12	81.94	6.3	fair
HINS	2001-013	13.05	-88.66	307.74	7.7	fair
HRPT	2000-057	9.41	-78.53	295.43	6.1	good

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Qualité
HRPT	2000-272	-0.22	-80.58	289.55	6.4	good
HRPT	2000-278	11.12	-62.56	286.03	6.2	fair
HRPT	2000-312	-55.63	-29.88	214.42	6.7	fair
HRPT	2000-323	-5.23	151.77	79.69	6.7	fair
HRPT	2001-013	13.05	-88.66	305.61	7.7	fair
HRSN	2000-312	-55.63	-29.88	215.85	6.7	good
HRSN	2000-234	-53.02	-45.97	223.93	6.1	good
HRSN	2000-057	9.41	-78.53	297.97	6.1	fair
HRSN	2000-203	9.42	-85.33	303.24	6.4	fair
HRSN	2001-013	13.05	-88.66	308.39	7.7	fair
ILIC	2001-186	-16.09	-73.99	271.31	6.5	good
ILIC	2000-203	9.42	-85.33	300.17	6.4	good
ILIC	2000-222	18.20	-102.48	319.96	6.5	fair
IMRL	1999-334	-18.90	-69.17	265.68	6.5	fair
IMRL	2000-203	9.42	-85.33	299.95	6.4	good
IMRL	2000-222	18.20	-102.48	319.67	6.5	fair
IMRL	2000-312	-55.63	-29.88	214.24	6.7	fair
IMRL	2000-323	-5.23	151.77	78.46	6.7	fair
IMRL	2001-013	13.05	-88.66	305.04	7.7	fair
IMRL	2001-140	18.82	-104.45	321.74	6.3	fair
KARS	1999-353	12.87	144.57	72.81	6.0	good
KARS	2000-057	13.80	144.78	71.98	6.2	fair
KARS	2001-166	18.83	146.98	66.83	6.0	fair
KARS	2001-182	-4.31	152.96	80.09	6.1	good
KOTK	2000-312	-55.63	-29.88	216.19	6.7	good
KOTK	2000-356	-5.71	151.12	82.54	6.3	fair
KOTK	2001-013	13.05	-88.66	309.06	7.7	fair
KOTK	2001-059	47.15	-122.73	350.35	6.8	fair
KOTK	2001-103	-59.72	-25.59	211.10	6.2	fair
KOTK	2001-119	18.74	-104.54	326.28	6.1	fair
KOTK	2001-182	-4.31	152.96	80.17	6.1	fair
KOTK	2001-189	-6.66	152.11	82.63	6.1	fair
KRLV	2000-072	14.98	-92.44	311.52	6.3	good
KRLV	2000-203	9.42	-85.33	302.03	6.4	good
KRLV	2000-222	18.20	-102.48	322.07	6.5	fair
KRLV	2001-013	13.05	-88.66	307.18	7.7	fair
KRLV	2001-184	21.64	142.98	65.85	6.4	fair
KTLN	1999-353	12.87	144.57	71.98	6.0	good
KTLN	2000-057	13.80	144.78	71.14	6.2	fair
KTLN	2000-057	9.41	-78.53	297.01	6.1	fair
KTLN	2000-323	-5.23	151.77	81.59	6.7	fair
KTLN	2000-323	-5.23	151.77	81.59	6.7	good
KTLN	2000-328	-4.59	153.06	80.21	6.3	good
KTLN	2000-356	-5.71	151.12	82.41	6.3	fair
KTLN	2001-013	13.05	-88.66	307.33	7.7	fair
KTLN	2001-140	18.82	-104.45	324.46	6.3	fair
KYPR	2000-057	9.41	-78.53	296.52	6.1	good
KYPR	2000-057	13.80	144.78	70.82	6.2	good
KYPR	2000-072	14.98	-92.44	311.14	6.3	good
KYPR	2001-013	13.05	-88.66	306.78	7.7	fair
MRDN	2000-057	9.41	-78.53	296.11	6.1	good
MRDN	2000-057	13.80	144.78	70.54	6.2	fair
MRDN	2000-147	11.36	139.24	75.82	6.0	fair
MRDN	2000-203	9.42	-85.33	301.13	6.4	fair
MRDN	2000-222	18.20	-102.48	321.24	6.5	good
MRDN	2000-234	-53.02	-45.97	222.44	6.1	good
MRDN	2000-278	11.12	-62.56	286.88	6.2	good
MRDN	2001-013	13.05	-88.66	306.33	7.7	good
MRDN	2001-078	-4.03	128.02	94.83	6.5	fair

Station	Date	Latitude	Longitude	Baz	Mw	Qualité
MSDY	2001-184	21.64	142.98	63.93	6.4	good
MSDY	2001-015	-40.34	78.36	150.27	6.3	fair
MSDY	2000-278	11.12	-62.56	285.13	6.2	fair
MSDY	2001-059	47.15	-122.73	346.88	6.8	good
MSDY	2000-057	13.80	144.78	68.50	6.2	good
MSDY	1999-353	12.87	144.57	69.32	6.0	fair
MSDY	2001-029	-0.68	133.33	86.91	6.2	fair
MSDY	2000-225	-3.07	136.11	86.92	5.9	fair
MSDY	2000-057	9.41	-78.53	294.77	6.1	fair
MSDY	2001-013	13.05	-88.66	304.93	7.7	fair
MSDY	2000-072	14.98	-92.44	309.19	6.3	good
MSDY	2000-222	18.20	-102.48	319.52	6.5	fair
MSDY	2001-140	18.82	-104.45	321.58	6.3	good
MSDY	2000-272	-0.22	-80.58	289.13	6.4	fair
MSDY	2001-182	-4.31	152.96	76.41	6.1	good
MSDY	1999-334	-18.90	-69.17	265.73	6.5	fair
MSDY	2000-133	-23.55	-66.45	259.93	7.2	fair
MSDY	2000-114	-28.31	-62.99	253.63	6.9	fair
MSDY	1999-325	-21.75	-68.78	262.95	5.8	fair
MSDY	2000-234	-53.02	-45.97	222.60	6.1	fair
MUSH	1999-353	12.87	144.57	71.82	6.0	good
MUSH	2000-057	9.41	-78.53	297.06	6.1	fair
MUSH	2000-312	-55.63	-29.88	215.26	6.7	good
MUSH	2001-013	13.05	-88.66	307.39	7.7	good
SEYH	2006-295	-45.73	95.99	140.24	6.0	fair
SEYH	2007-103	17.30	-100.20	313.07	6.0	fair
SEYH	2008-106	13.56	-90.60	303.09	6.1	good
SEYH	2006-223	18.55	-100.96	314.44	6.1	fair
SEYH	2008-043	16.42	-94.24	307.78	6.4	good
SEYH	2005-183	11.24	-86.17	298.17	6.6	fair
SEYH	2007-164	13.55	-90.62	303.10	6.7	fair
SILN	2000-057	9.41	-78.53	296.58	6.1	good
SILN	2000-072	14.98	-92.44	311.21	6.3	good
SIRN	2000-057	13.80	144.78	69.40	6.2	fair
SIRN	2000-072	14.98	-92.44	310.21	6.3	good
SIRN	2000-072	14.98	-92.44	310.21	6.3	fair
SIRN	2000-088	22.34	143.73	63.77	7.6	fair
SIRN	2000-203	9.42	-85.33	300.81	6.4	good
SIRN	2000-312	-55.63	-29.88	214.70	6.7	good
SIRN	2000-326	-5.49	152.15	78.99	6.1	good
SIRN	2001-013	13.05	-88.66	305.92	7.7	fair
UZML	2000-203	9.42	-85.33	301.13	6.4	good
UZML	2000-222	18.20	-102.48	321.03	6.5	fair
UZML	2000-278	11.12	-62.56	286.37	6.2	good
UZML	2000-312	-55.63	-29.88	214.82	6.7	good
UZML	2000-323	-5.23	151.77	79.64	6.7	fair
UZML	2001-013	13.05	-88.66	306.26	7.7	good
UZML	2001-019	15.40	-92.72	311.06	6.0	fair
UZML	2001-059	47.15	-122.73	348.16	6.8	fair
UZML	2001-103	-59.72	-25.59	209.83	6.2	fair
UZML	2001-140	18.82	-104.45	323.12	6.3	good
UZML	2001-184	21.64	142.98	65.10	6.4	fair

Etude de l'anisotropie sismique sous les Alpes Occidentales



Belt-parallel mantle flow beneath a halted continental collision: The Western Alps

Guilhem Barruol ^{a,*}, Mickael Bonnin ^a, Helle Pedersen ^b, Götz H.R. Bokelmann ^{a,1}, Christel Tiberi ^a

^a Université Montpellier II, CNRS, Géosciences Montpellier, F-34095 Montpellier cedex 5, France

^b Laboratoire de Géophysique Interne et Tectonophysique, CNRS, Université Joseph Fourier F38041 Grenoble, France

ARTICLE INFO

Article history:

Received 22 September 2010

Received in revised form 14 December 2010

Accepted 20 December 2010

Available online 14 January 2011

Editor: P. Shearer

Keywords:

seismic anisotropy

SKS splitting

lithosphere

upper mantle

Western Alps

ABSTRACT

Constraining mantle deformation beneath plate boundaries where plates interact with each other, such as beneath active or halted mountain belts, is a particularly important objective of “mantle tectonics” that may bring a depth extent to the Earth's surface observation. Such mantle deformation can be mapped at scale lengths of several tens of kilometers through the analysis of seismological data and particularly by mapping seismic anisotropy from the splitting analysis of vertically-propagating SKS waves that largely reflect the strain-induced crystal preferred orientations of the rock-forming minerals within the upper mantle. In the present study, we analyse data from approximately 50 broadband seismic stations covering the Western Alps and we provide a coherent picture of upper mantle anisotropy beneath the belt. The large-scale anisotropy pattern is characterized by fast split directions that closely follow the trend of the belt. Moreover, the maximum anisotropy magnitude is not located beneath the internal zones of the belt but instead beneath external units. All suggests that the anisotropy is likely dominated by sublithospheric mantle deformation. We propose that the observed anisotropy pattern can be explained by recent or active mantle flow around the Eurasian slab presently plunging beneath the inner parts of the Alps.

© 2010 Elsevier B.V. All rights reserved.

1. Introduction

During the last decades, the mantle anisotropy pattern, as the surface observable of mantle tectonics (Silver, 1996; Silver et al., 1999), has been defined at an increasing resolution worldwide by seismological data recorded by various permanent networks and temporary deployments and depicted by both surface and body waves (e.g., Debayle et al., 2005; Wüstefeld et al., 2009). The interaction between lithospheric structures and mantle flow is still providing key questions on mantle dynamics, particularly in continental areas where strong deformation is expected to be frozen within the lithosphere while overlying a present-day asthenospheric flow induced by either plate motion or smaller-scale geodynamic processes. In the Western Alps, the number of permanent stations has noticeably increased, and there is now a rather complete and homogeneous instrumental coverage allowing the investigation of mantle dynamic in this halted continental collision.

The present-day shape of the Mediterranean domain is largely controlled by Cenozoic tectonics characterized by a succession of opening of small-size oceanic domains in backarc situations within the closing domain between Africa and Eurasia. The upper mantle structure, depicted from tomographic inversions (Piromallo and Morelli, 2003; Spakman et al., 1993; Wortel and Spakman, 2000), is characterized by the presence of active or remnant slabs beneath the Mediterranean basin. The associated mantle flow that reflects the past and/or present dynamics appears to be controlled by the activity of these numerous small-scale subductions (Faccenna et al., 2001; Faccenna et al., 2004). Recent interpretations of anisotropy in the Mediterranean domain (Jolivet et al., 2009; Lucente et al., 2006; Schmid et al., 2004) suggest that toroidal flows (i.e., flows characterized by vertical vorticity, opposite to the poloidal flow characterized by downdip mantle motion) are likely dominant features during the interaction between slabs and the surrounding mantle (Funicello et al., 2006; Piromallo et al., 2006; Schellart, 2008). Such flows have been described to occur around the retreating slabs such as beneath the Calabrian arc (Baccheschi et al., 2007), the Apennines (Margheriti et al., 1996; Plomerova et al., 2006; Salimbeni et al., 2008), the Gibraltar arc (Buontempo et al., 2008; Diaz et al., 2010), the Hellenic arc (Hatzfeld et al., 2001), and probably the Carpathian arc (Ivan et al., 2008). In the vicinity of these subductions, mantle flow is described as being dominated by trench-normal directions on the backarc side and by trench-parallel directions on the “ocean” side, i.e., primarily beneath the subducting slab (Margheriti et al., 2003).

* Corresponding author. Université de La Réunion, CNRS, IPG Paris, Géosciences Réunion, 15 avenue René Cassin, BP 7151 97715 Saint Denis cedex 9, La Réunion, France. Fax: +33 262262 93 82 66.

E-mail addresses: guilhem.barruol@univ-reunion.fr (G. Barruol), bonnin@gm.univ-montp2.fr (M. Bonnin), Helle.Pedersen@obs.ujf-grenoble.fr (H. Pedersen), Goetz.Bokelmann@univie.ac.at (G.H.R. Bokelmann), tiberi@gm.univ-montp2.fr (C. Tiberi).

¹ Now at: Institute of Meteorology and Geophysics, University of Vienna, Althanstrasse 14, 1090 Vienna, Austria.

In this study, we investigate the upper mantle anisotropy beneath the Western Alps by measuring the splitting of teleseismic SKS core phases. These shear waves record large-scale anisotropy produced by lattice-preferred orientations (LPO) of rock-forming minerals and particularly of olivine that represents the major upper mantle volume, which develop in response to tectonic strain (Mainprice et al., 2000; Nicolas and Christensen, 1987; Savage, 1999; Silver and Chan, 1991). We present here our results obtained on more than 50 seismic stations in the Western Alps region (their location and network are listed in Supplementary Table S1) and discuss them in the geodynamic frame of the Eurasia-Africa convergence, in terms of sublithospheric and asthenospheric flow interacting with the subducting plate.

2. Method and data

A frequently-used technique for investigating upper mantle anisotropy below seismic stations is to measure the splitting of teleseismic shear waves such as SKS core phases (see examples in Supplementary Fig. S1). The measured splitting parameters are the delay time (δt) between the two split waves, related to the strength of anisotropy and to the path length within the anisotropic medium, as well as the azimuth of the fast split wave polarization (ϕ), related to the orientation of the pervasive fabric (foliation and lineation) crossed by the wave. Despite a poor vertical resolution, vertically-propagating SKS waves are well-suited for investigating upper mantle strain with a lateral resolution of few tens of kilometers since their Fresnel zones have radii of 40 to 60 km at depth of 100 and 200 km respectively (e.g., Alsina and Snieder, 1995; Margheriti et al., 2003). To make a systematic mapping of upper mantle anisotropy from SKS splitting in the Western Alps, we used data from various permanent and temporary networks (Fig. 1 and Table 1): 1) the Swiss permanent digital network SDSN (<http://www.seismo.ethz.ch/>) that provided data from 23 broadband stations for the period 2006–2008 (red diamonds) which are available at Orfeus data center (<http://www.orfeus-eu.org/>), 2) the Italian RSNI (Regional Seismic network of Northern Italy) that provided data for 5 broadband stations (green squares) for the period 2006 to 2008 (<http://www.dipteris.unige.it/geofisica/>), 3) the French RLBP (Réseau Large Bande Permanent) that provided data for 10 broadband stations (black circles) for the period 2000–2009 (<http://websismo.unice.fr/>), 4) the temporary deployment of 11 broadband stations (“Alpes” experiment, PI H. Pedersen) indicated by red triangles, that were recording during the period 2004–2007 (<http://bdsis.obs.ujf-grenoble.fr/>). We also integrate in this work previous SKS splitting measurements performed on data from the RosAlp network (Barruol et al., 2004) marked by blue diamonds, from the temporary TRACK experiment in the French Massif Central (Barruol and Granet, 2002) indicated by white triangles, and from the Geoscope station SSB (Barruol and Hoffmann, 1999) indicated by a green circle.

Distinct, high signal-to-noise ratio SKS phases, were extracted and analysed for events with magnitude (M_w) larger than 6.0 occurring at epicentral distance in the range 85° to 120° . The splitting parameters, i.e., the azimuth of the fast axis polarization ϕ and the delay time δt between the fast and slow components of the two split shear waves were obtained by using the SplitLab software (Wüstefeld et al., 2008) and the minimum eigenvalue method (Silver and Chan, 1991). These individual ϕ and δt results are listed in Supplementary Table S2. A set of splitting examples is shown in Supplementary Fig. S1 to illustrate the quality of the measurements but also the continuous rotation of the fast split shear waves around the Alpine belt. In most cases, seismograms have been band-pass filtered, typically between 0.02 and 0.2 Hz, to remove high frequency and long period signals. The influence of the frequency content of the SKS phases has been systematically investigated by testing a set of 10 different bandpass filters of various widths without evidencing any frequency-dependent behaviour of the splitting parameters.

Systematic investigation of SKS splitting at the stations from the various seismic networks in the Western Alps provided approximately 2000 individual SKS splitting measurements, from which 1200 display evidence of clear splitting. Among those, 644 were of good quality, 429 of fair quality and 125 of poor quality (all these non-null measurements are listed in Supplementary Table S2). 800 events provided “null” splitting measurements, i.e., were devoid of any energy of the SKS phase on the transverse component and therefore of any detectable splitting, 355 of which were of high quality.

The quality of each individual measurement is determined by two independent methods: i) An automatic quality factor (QF) calculated within SplitLab (Wüstefeld et al., 2008) that characterizes the differences between results obtained from the rotation-correlation and eigenvalue splitting techniques (Wüstefeld et al., 2010) and that varies between -1.0 (perfect null) to $+1.0$ (perfect splitting). ii) A “manual” quality factor for each measurement (good, fair, or poor), as defined in a previous publication (Barruol et al., 1997) and depending on the user evaluation of the signal-to-noise ratio of the initial waveform, of the correlation between the fast and slow shear waves, of the linearization of the polarization on the transverse component, and of the linear pattern of the particle motion in the horizontal plane after correction and the size of the 95% confidence area. In the present study, the two techniques show very good agreements: manually-qualified good measurements have generally high QF. For instance, among our 644 good measurements, 80% have automatic QF larger than 0.5 and only 8% have negative QF. We observed in a few cases apparent contradiction between automatic and manual quality. For example, PCP station is characterized by a large number of good measurements with negative QF. As explained below, PCP likely resides above a complex structure that may generate some waveform complexity and that may be the source of this apparent contradiction.

3. Anisotropy pattern beneath the Western Alps

The observed fast azimuths ϕ show clear spatial coherence, and a pattern approximately parallel to the curvature of the Alpine belt. The directions of these 644 good-quality measurements plotted as a function of latitude (Fig. 2) show indeed ϕ trending from EW to $N120^\circ E$ in the south and ϕ trending $N030^\circ E$ to $N070^\circ E$ in the north, with a smooth and continuous variation between the two areas, despite a small gap in the instrumental coverage between latitudes 45.2 and $45.8^\circ N$. Looking in more details at the individual splitting measurements obtained at each station and presented as stereographic projections or projected on a map at 0 and 150 km depth (Fig. 3 and Supplementary Figs. S2, S3, S4 and S5) allows visualizing the SKS waves sampling region, that depends on the seismic event backazimuth. The south-eastern France anisotropy pattern including the Corsica station SMPL is characterized by ϕ trending close to EW at the Italian border, as described in an earlier study (Barruol et al., 2004), and by a gradual clockwise rotation toward NW–SE directions for stations in the external domains of the belt and toward the French Massif Central. Some SE France stations (STET is the best example) display evidence of backazimuthal variations of the splitting parameters (Barruol et al., 2004) with NE incoming events providing smaller δt and ϕ closer to EW compared to the SW incoming events that provide larger δt and ϕ trending SE–NW. These variations are clearly visible on the stereographic projections on the supplementary Fig. S2 and may suggest dipping structures or several layers of anisotropy, but are also consistent with lateral heterogeneities. The presence of a slab in the upper mantle beneath the Po plain, as evidenced by tomographic studies (Lippitsch et al., 2003; Piromallo and Faccenna, 2004) may represent such large-scale heterogeneity.

The 2004–2007 temporary deployment of seismological stations along an EW transect from the internal Alps to the Massif Central (red triangle on Figs. 1 and 3) filled a gap between SE France and the Swiss networks. It provides additional evidence for this NW–SE trend (at

Table 1

Station locations (sorted alphabetically) and mean shear wave splitting parameters calculated at each station using the good quality measurements. The number of events used is also indicated.

Station	Lat. (°N)	Lon. (°E)	ϕ (°)	Error_ ϕ (°)	δt (s)	Error_ δt (s)	Number of measurements
ABR	44.795	6.924	−53.40	17.29	1.80	0.46	6
AIGLE	46.342	6.953	11.47	9.57	1.86	0.22	14
ANTF	43.564	7.123	90.72	7.89	1.12	0.23	16
ARBF	43.492	5.332	100.58	6.65	1.09	0.11	29
BALST	47.336	7.695	37.82	15.45	1.66	0.47	5
BERNI	46.413	10.022	54.61	10.11	1.12	0.04	2
BLB	44.835	7.263	−20.84	26.70	0.90	0.31	7
BRANT	46.938	6.473	33.24	21.98	0.96	0.65	4
CALF	43.753	6.922	107.18	3.44	1.24	0.10	62
DAVOX	46.781	9.880	60.90	9.75	1.04	0.25	9
DIX	46.080	7.408	20.85	5.69	1.38	0.22	14
EMV	46.063	6.899	1.17	10.74	1.50	0.24	17
ESCA	43.831	7.374	100.28	4.56	1.25	0.21	19
FIR	44.794	6.002	−54.60	7.84	1.54	0.12	10
FUSIO	46.455	8.663	44.65	7.59	1.00	0.20	13
GIMEL	46.535	6.266	7.25	9.58	1.22	0.22	11
GUA	45.023	5.626	−38.07	35.50	1.36	0.78	5
HASLI	46.757	8.151	35.37	9.69	1.58	0.26	15
ISO	44.184	7.050	−57.76	33.00	1.47	1.14	3
LAU	45.036	6.401	−52.15	17.10	1.61	0.33	3
LEPF	43.523	5.702	−67.81	11.73	1.08	0.39	7
LIENZ	47.295	9.493	52.94	10.18	1.44	0.19	17
LLS	46.847	9.008	43.95	4.11	1.34	0.13	15
MMK	46.051	7.964	28.85	18.47	1.23	0.38	9
MUGIO	45.922	9.042	55.36	10.01	0.96	0.52	7
MUO	46.968	8.637	44.45	7.63	1.34	0.19	12
NON	44.738	5.554	−42.28	31.80	1.45	1.37	3
OGAG	44.786	6.538	−43.01	5.19	1.49	0.54	6
OGDI	44.108	6.225	100.42	9.47	1.32	0.23	17
PCP	44.541	8.545	86.76	12.00	1.14	0.25	19
PLONS	47.049	9.381	59.93	5.88	1.42	0.13	18
PRI	44.716	4.567	−26.83	19.21	1.20	0.55	1
RORO	44.112	8.066	42.88	24.37	1.04	0.49	2
RSP	45.148	7.265	−31.87	22.78	0.69	0.23	7
RUSF	43.941	5.484	109.65	5.26	1.22	0.17	20
SAOF	43.986	7.553	105.87	4.60	1.26	0.12	32
SLE	47.764	8.492	57.33	6.82	1.58	0.31	7
SMPL	42.094	9.285	101.03	3.98	1.44	0.09	36
STET	44.259	6.929	120.95	4.97	1.53	0.16	50
STV	44.245	7.326	−62.98	9.35	1.60	0.35	5
SULZ	47.527	8.112	45.80	11.72	1.88	0.29	5
TORNY	46.774	6.959	21.65	13.35	1.39	0.56	4
VAL	44.858	6.479	−37.65	6.07	1.60	0.52	1
VAT	45.271	5.423	−41.10	12.19	1.39	0.46	7
VDL	46.483	9.450	53.23	10.68	1.21	0.40	9
VIN	44.919	5.139	−36.87	18.20	1.64	0.38	1
WILA	47.415	8.908	60.19	8.88	1.68	0.15	8
WIMIS	46.665	7.624	24.09	7.89	1.39	0.16	18
ZUR	47.369	8.589	52.39	14.21	1.57	0.51	5

path, i.e., across lithospheric and sublithospheric widespread structures.

Delay times δt from the 644 good quality splitting observations are characterized by a mean value close to 1.4 s and a standard deviation of 0.4 s (Fig. 2). 33% of the measurements are characterized by δt larger than 1.5 s, suggesting rather strong anisotropy magnitude or long anisotropic paths beneath the stations. The results we obtain do not show particularly large δt at stations in the internal domains of the Alps, where one could have expected a concentration of Alpine deformation, as for instance at MUGIO ($\delta t = 0.96$ s) or at RSP ($\delta t = 0.69$ s), both from 7 good measurements (Table 1). Instead, we observe rather high δt at stations that are clearly in the external domains of the belt, as for instance in the Provence area, at RUSF ($\delta t = 1.22$ s from 20 good measurements), at AIGLE in the Jura massif ($\delta t = 1.86$ s from 14 good events), and at WILA in the Swiss molasse basin ($\delta t = 1.68$ s from 8 good splitting). Such behaviour is well visible when the delay times are plotted as a function of distance to the internal zone of the Alps. Fig. 5 shows the mean δt values as a function

of distance between the stations and the boundary between the Apulian and Eurasian plate (schematized by the red line on the insert map). This diagram clearly shows that we do not observe δt that gradually decrease from large values at the internal stations toward the external domains of the belt. Instead, we observe relatively small δt ranging between 0.8 and 1.2 s at stations close to that boundary in the internal domain of the belt, and increasing δt (larger than 1.4 s) for stations located at larger distances from this boundary (between 50 and 200 km), as shown by the mean delay time line calculated along a 50 km moving window (Fig. 5). Interestingly, the delay times appear to decrease again at distance larger than 200 km, which is also confirmed by the small δt observed further west in the Massif Central area (Barruol and Granet, 2002). Although only a small number of stations are installed in the internal domain of the belt and on its Apulian side, which may bias the overall pattern, the robust finding is that SKS splitting at stations in the external domains of the Alps require large anisotropy magnitudes or long anisotropic paths beneath areas where only the upper crust is affected by moderate Alpine deformation such as nappes and folded sedimentary covers. As discussed below and taking into account petrophysical constraints, such large delay times are hardly compatible with a lithospheric anisotropy but suggest a dominant sublithospheric deformation. The point located at approximately 100 km east from the plate boundary presented in Fig. 5 corresponds to station PCP. As discussed below, this station cannot be considered as being installed in the internal zone of the Alps but is located in the transition region between the Alpine and Apennine belts, above an upper mantle that has likely suffered large transpressional deformation during the Tyrrhenian slab rollback.

As explained above, approximately 800 events do not show any evidence of splitting, and are characterized by a lack of energy on the transverse component of the SKS phase. This may be due to: i) a real absence of anisotropy along the ray path, ii) an initial polarization of the SKS wave parallel to the fast or slow direction in the anisotropic layer, iii) a structure with two anisotropic layers with perpendicular fast anisotropy axes and similar intrinsic delay times or iv) mantle heterogeneities of wavelengths shorter than the SKS wave. The backazimuths of the good quality nulls are plotted at each station on supplementary Fig. S6. Their general trend parallel or perpendicular to the non null splitting directions strongly suggest that these SKS waves were initially polarized at the core–mantle boundary parallel to the fast or slow direction in the anisotropic layer.

4. Discussion

4.1. Anisotropy and deep structure of the Western Alps

The shape of the Moho discontinuity described in a recent compilation (Tesauro et al., 2008) integrating seismic reflexion and refraction profiles across the Alps (Thouvenot et al., 2007; Waldhauser et al., 1998) shows an eastward and southward dipping European Moho beneath the French and the Swiss Alps respectively, with depths of 40 to 45 km whereas the westernmost part of the Apulian plate is characterized by a much shallower crust–mantle boundary (20 km). The associated Bouguer gravity anomaly (Fig. 4a), closely related to the crustal thickness variations, shows on one hand a large-scale and arc-shaped negative anomaly beneath the internal and external parts of the belt, where the Moho is deeper than normal, and on the other hand a strong positive anomaly beneath the western part of the Apulian plate where the crust is thinner than normal and beneath the Ivrea body where high density rocks are close to the surface (Masson et al., 1999). At the scale of the Western Alps, and as shown in Fig. 4a, the SKS fast directions we observe closely fit the contours of the Bouguer gravity anomaly and thus the Moho depth (Stehly et al., 2009; Tesauro et al., 2008). This pattern suggests some

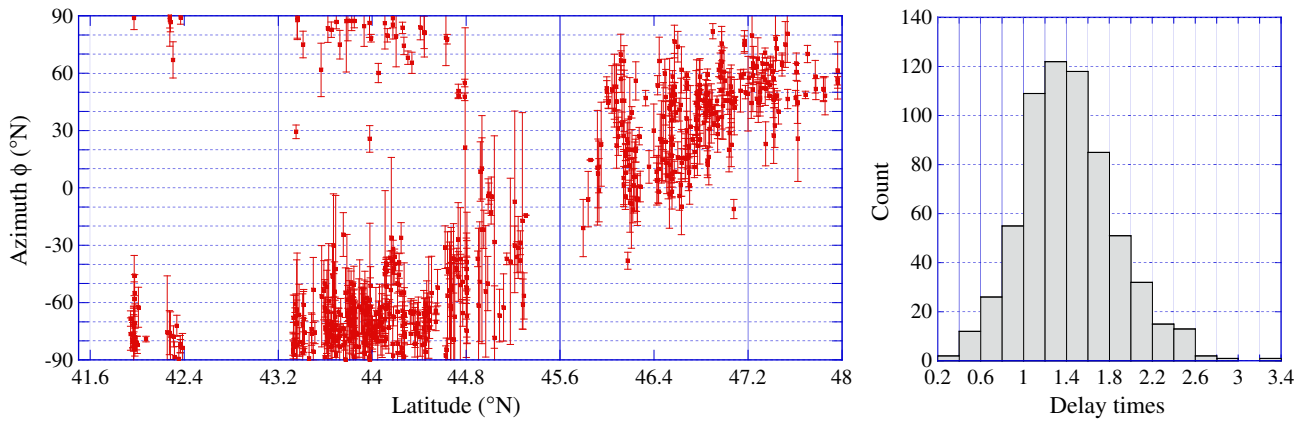


Fig. 2. (left) Variations of the azimuth ϕ of the fast split shear wave as a function of the latitude of the station. This plot represents the 644 high-quality measurements (listed in supplementary Table S2) projected at their 150 km depth piercing points. The pattern shows a continuous rotation of ϕ of almost 180° around the Western Alps. The amplitude of the delay times (right) of the good quality measurements roughly shows a maximum distribution centred around 1.4 s.

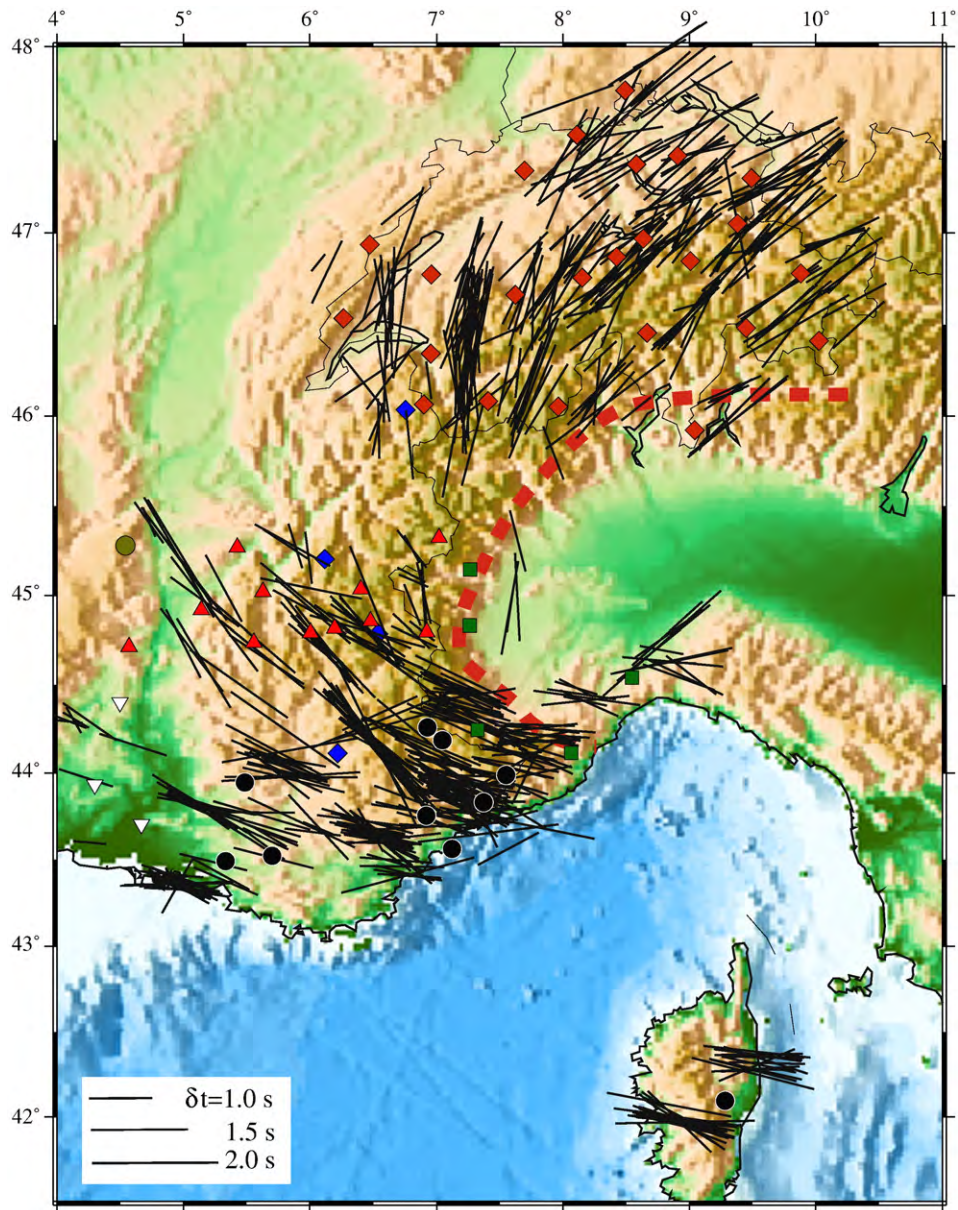


Fig. 3. Map of the high-quality individual fast split shear waves projected at the 150 km piercing depth point of the respective rays. The azimuth of each line indicates the trend of ϕ and the length of each segment is proportional to the amplitude of the measured δt . The dashed red line indicates the rough location of the Apulian plate boundary.

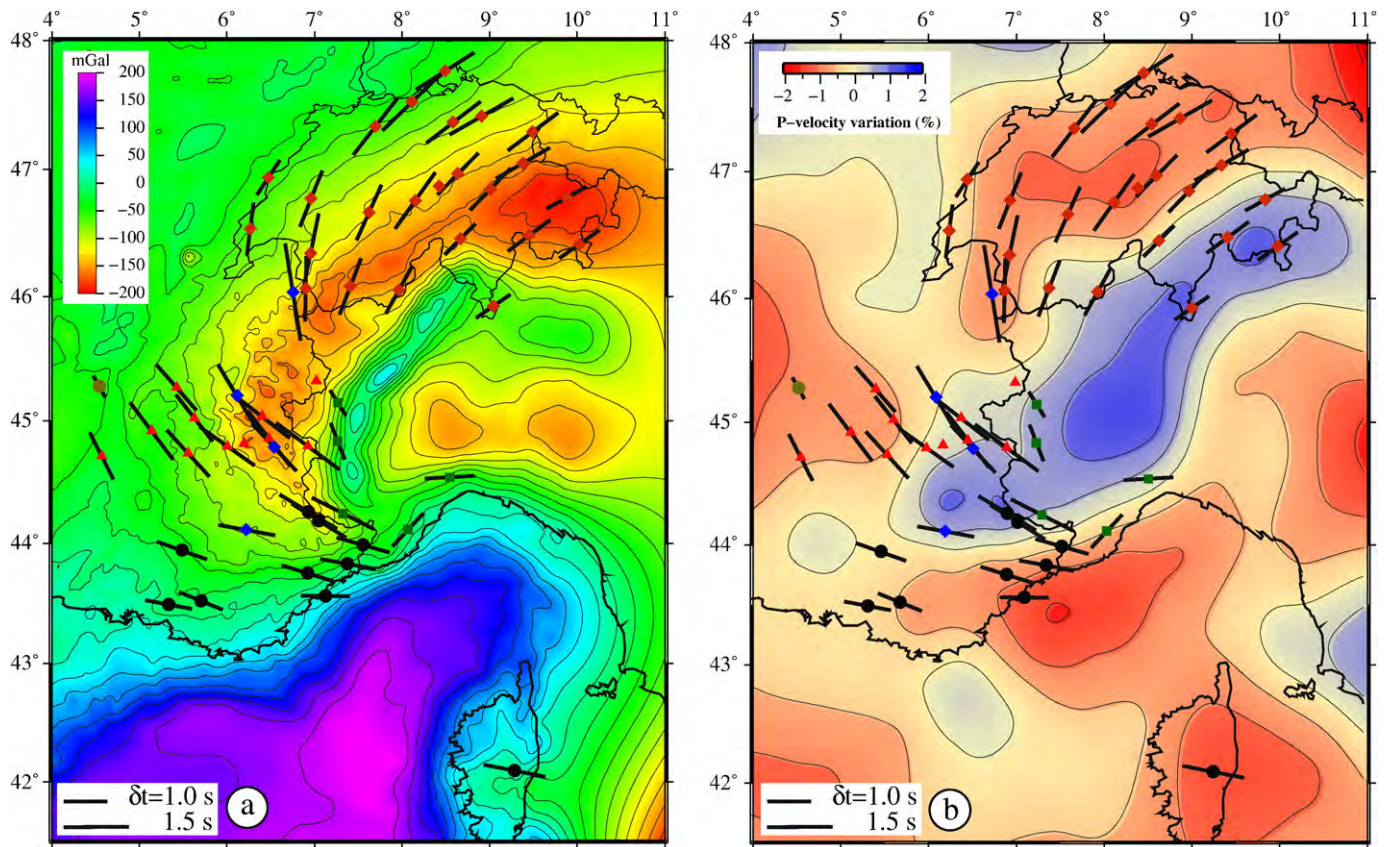


Fig. 4. a) Map of the Bouguer gravity anomaly with the mean splitting parameters plotted at each station. The mean values (listed Table 1) are calculated from the good quality measurements shown in Fig. 3 (listed in supplementary Table S2). b) Map of mean SKS wave splitting at the stations determined in this study, together with the P-wave tomographic model. Integrating slices between 100 and 200 km depth (Piromallo and Morelli, 2003), the model shows the fast velocity body beneath the Po plain.

relationship between the physical effects that control mantle deformation and crustal thickness.

Deeper lithospheric structures of the Western Alps are characterized by the presence of a fast seismic velocity body in the upper mantle (see Fig. 4b) that also closely parallels the curvature of the Alpine topography (Lippitsch et al., 2003; Piromallo and Faccenna, 2004; Piromallo and Morelli, 2003). This high-velocity anomaly is clear at 100 and 200 km and vanishes at a depth of 300 km. It is interpreted as the Eurasian lithospheric slab dipping in the mantle beneath the belt (Lippitsch et al., 2003). Considering that the Alpine

subduction may have absorbed at least 500 km of convergence, the high velocity body lying in the transition zone beneath the Alps (Piromallo and Faccenna, 2004) has also been proposed to represent the remaining part of the cold lithosphere that may have detached about 35 Ma ago from the Alpine slab.

This upper mantle high-velocity body still partly connected to the Eurasian plate is located beneath the outermost part of the Apulian plate, i.e., beneath the western and northern part of the Po plain and fits the curvature of the belt beneath SE France and southern Switzerland. The vertical tomographic sections across the Western

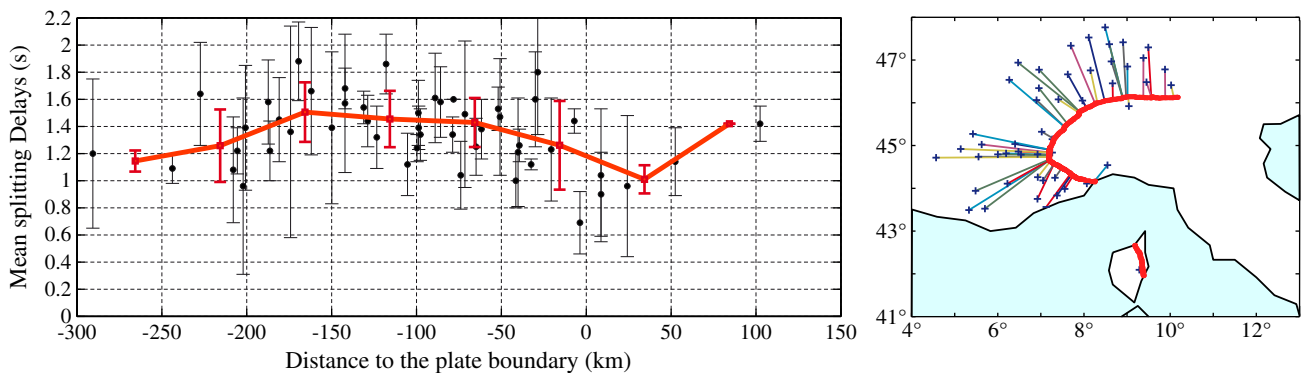


Fig. 5. Variation of mean delay times as a function of distance to the internal zone of the Alps. Each black dot represents the weighted mean δt value calculated at each station from the good-quality measurements. It is plotted as a function of distance between each station and the boundary between the Eurasian and Apulian plates within the Alpine belt, shown by the red line in the map on the right and by the dashed red line in Fig. 3. The red curve represents variations of the average δt calculated on 50 km long windows. This diagram clearly shows that the maximum anisotropy affecting the vertically-propagating SKS waves is not located beneath the Alpine internal domains but instead beneath the external parts of the belt, suggesting that the anisotropy is likely to lie beneath the lithosphere.

Alps (Lippitsch et al., 2003; Piromallo and Faccenna, 2004; Piromallo and Morelli, 2003) show that the “Eurasian” high velocity anomaly is steeply dipping beneath the Po plain, implying that most of the seismic stations used in the present study are located in a fore-arc situation, above the gently eastward dipping Eurasian lithosphere. In summary, the mantle flow pattern beneath the Western Alps shows a good correlation with the overall trend of the belt and its crustal structures but also appears to wrap the high velocity anomaly in the upper mantle, inducing therefore ambiguities with respect to the origin of the anisotropy.

4.2. Lithospheric vs. asthenospheric deformation beneath the Alps

The large-scale correlation of ϕ i) with the belt curvature (Fig. 2), ii) with the belt topographic heights (Fig. 1), iii) with the Moho depth (Tesauro et al., 2008) and iv) with the Bouguer gravimetric anomaly (Fig. 4a) may at first suggest a close relationship between anisotropy and lithospheric structures.

The first possible origin of lithospheric anisotropy may correspond to ancient, pre-Alpine structures. It can reasonably be ruled out by two arguments though: i) although Hercynian structures, such as pervasive foliations and lineations or shear zones, are poorly defined in the Alps (Matte, 1986), they mainly appear at high angle to the observed anisotropic trend: for instance vertical foliations and shear zones are oriented NS in the Maures Massif in SE France (Vauchez and Bufalo, 1988) where the observed ϕ are close to N100°E and they do not follow the Alpine curvature. ii) Anisotropy observed at the Corsica station SMPL is trending N100°E on average, i.e., parallel to the observations performed in the Provence area, although it is well established that the Corsica–Sardinia bloc suffered a 45° counter-clockwise rotation relative to stable Eurasia since Miocene (Ferrandini et al., 2003; Gattacceca et al., 2007; Maffione et al., 2008). If the anisotropy was lithospheric and inherited from Hercynian orogeny, ϕ should be trending N145°E in the original Corsica–Sardinia position and therefore at large angle from the very homogeneous SE France regional trend.

The second possible origin for a lithospheric anisotropy could reside in a dominating Alpine deformation. This hypothesis is also unlikely since we observe large δt (>1.5 s) at the numerous stations located in the external parts of the belt where a pervasive Alpine deformation within the underlying lithosphere is not expected. However, a lithospheric anisotropy cannot be completely ruled out and is likely present to some degree in the internal zones of the belt, at least in the lower crust and uppermost mantle, as suggested by ambient noise and Rayleigh wave azimuthal anisotropy analyses (Fry et al., 2010). It is however important to note that our present SKS splitting study is facing an important geometric bias inducing observational limitations since most of our Western Alps observations are originating from the forearc side of the subduction: assuming an eastward dipping subduction beneath the Western Alps, the deep deformation induced by the Alpine subduction and collision processes is expected to lie beneath the Western and Northern part of the Po plain, where only few seismic stations are installed. This geometric bias is presented on the schematic cross section Fig. 6 and shows that the collision-induced deformation may be therefore hard to detect and to quantify in the present-day recording system geometry.

The overall anisotropy pattern characterized by an almost continuous 180° rotation of ϕ closely related to the high velocity body in the upper mantle (Fig. 4b) may reflect a sublithospheric mantle flow around the Eurasian slab acting as a keel relative to the surrounding mantle. Such flow was already investigated by analog model of subduction rollback (e.g., Buttles and Olson, 1998; Funicello et al., 2006) as well as by numerical modelling (e.g., Piromallo et al., 2006). As SKS waves sample the lithosphere at rather small incidence angles (around 10°, as seen on Fig. S2), only stations located in the most internal domains of the belt could record seismic rays that

crossed the steeply dipping lithospheric Eurasian slab beneath the Apulian plate. Interestingly, these internal stations are characterized by the smallest delay times, ranging between 0.8 and 1.2 s on average (Fig. 6) that can be explained using the anisotropic signature of a steeply dipping slab if the lineation in the downgoing slab is also steeply dipping. An incident SKS wave will therefore propagate close to the lineation, i.e., along weakly anisotropic directions (Mainprice et al., 2000). As a consequence, small splitting delays observed in the most internal domains of the belt can be explained by the nearly vertical slab. On the contrary, beneath the external parts of the belt, i.e., at distance of 50 to 150 km from the internal zones, we observe the largest δt (ranging between 1.4 and 1.8 s, with a mean value around 1.5 s) that cannot be explained by crustal anisotropy alone nor by lithospheric Alpine strain that is likely not widespread enough but restricted to upper crustal and to discrete strain zones. This suggests instead that an important part of the anisotropy observed by SKS splitting probably lies in the sublithospheric mantle as schematically suggested by Fig. 6: to explain 1.5 s delay time, and considering anisotropy magnitude between 3 to 5% (typical values observed in real mantle rocks (Ben Ismail and Mainprice, 1998; Mainprice et al., 2000)), one requires indeed anisotropic paths between 225 and 135 km long, respectively, i.e., much larger than the actual lithospheric thickness of the Eurasian plate in this area, evaluated by body and surface waves to be in the range 80 to 100 km (e.g., Lippitsch et al., 2003; Pedersen et al., 2003).

To explain both the amplitude and the trend of the anisotropy deduced from vertically travelling SKS waves, we therefore propose that the orogen-parallel anisotropy pattern beneath the external domains of the Alpine belt is generated by a pervasive asthenospheric fabric controlled by the shape of the subducting European lithosphere.

4.3. Age and origin of the observed anisotropy

If one accepts that part of the observed anisotropy may reflect an asthenospheric flow around the Alpine subduction, an important question concerns the age of that deformation and therefore, the active or past nature of the involved tectonic processes. The observed anisotropy pattern may indeed represent an active flow around the moving Alpine roots or may be simply preserved in the upper mantle since the last important tectonic and/or thermal episode. Although seismic anisotropy alone cannot distinguish between the two possibilities, some arguments may be discussed in that light.

Upper mantle seismic anisotropy beneath SE France was already interpreted as asthenospheric flow induced by the early stage of the Neogene Tyrrhenian slab rollback (Barruol and Granet, 2002; Barruol et al., 2004) that could have been made easier by the presence of hot mantle material rising beneath the Massif Central and feeding the Neogene to Quaternary volcanic activity in the Massif Central (e.g., Dautria et al., 2010). If this interpretation is still valid and would favour the idea of mantle strained at asthenospheric depth and preserved since Neogene, an alternative (and perhaps complementary) interpretation is to consider that the observed anisotropy pattern could correspond to asthenospheric material flowing around the Alpine lithospheric keel formed by the Eurasian lithospheric slab dipping in the mantle (Fig. 7a). Such flow may be induced by either the Eurasian plate motion and/or by some more regional active mantle flow within the upper mantle. The Eurasian plate motion that may drag the slab is unfortunately poorly defined since this plate is one of the slowest on Earth. In a no-net rotation frame (e.g., Kreemer et al., 2003), the Eurasian plate motion is characterized by a vector trending toward N050°E and by slow velocities (20 to 25 mm/yr). In the hotspot reference frame, the Eurasian plate moves at a much slower velocity (10 to 20 mm/yr, for HS2- and HS3-Nuvel1A, respectively (Gripp and Gordon, 1990, 2002)) and toward azimuth close to N240°E. Our observed anisotropy ϕ pattern fits closely the northern, western, and southern sides of the arc-shaped lithospheric

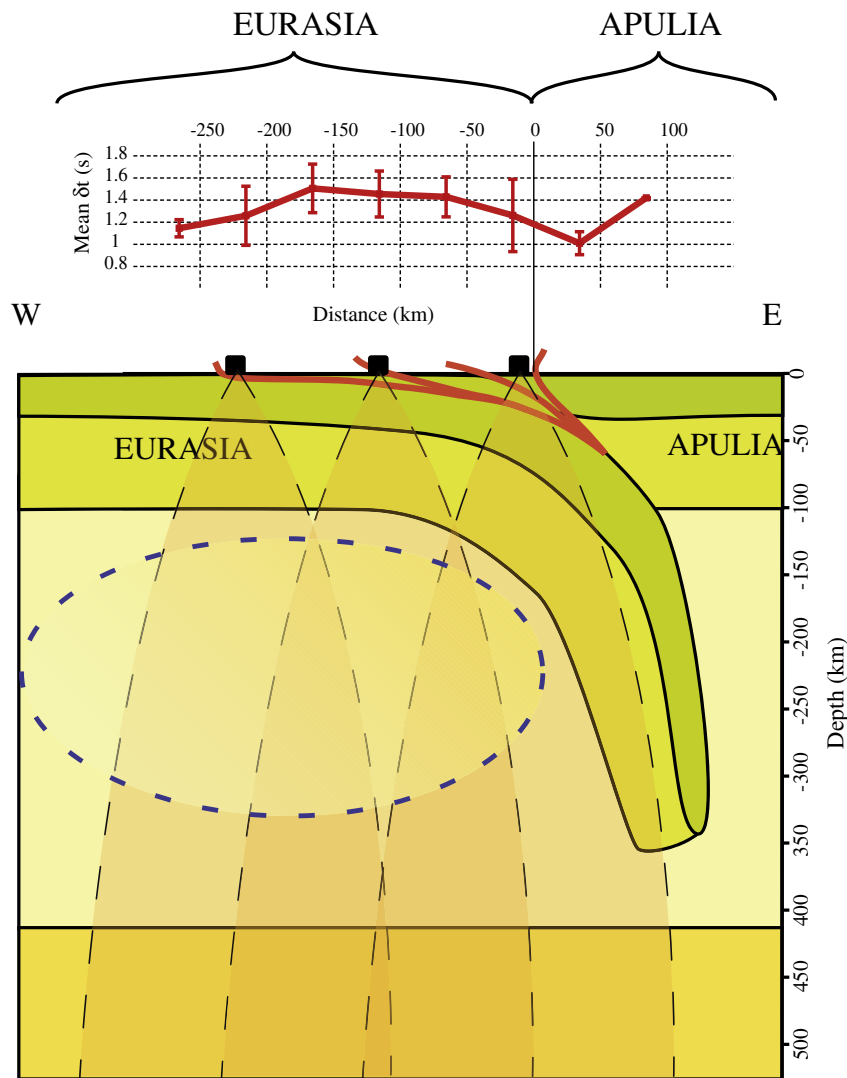


Fig. 6. Schematic cross section of the Alpine subduction, with three examples of seismic stations in the internal and external part of the belt, and their respective Fresnel zones in the upper mantle. The red curve represents the averaged δt and is plotted with respect to the cross section scale to enhance the variation of the delay times as a function of the distance to the boundary between Eurasia and Apulia. The dotted ellipse schematically represents the zone where higher anisotropy observed is supposed to be located.

slab in the upper mantle. This pattern is poorly compatible with a NE-trending plate motion that should align mantle lineations and fast split directions along NE-SW directions beneath the fore-arc side of the subduction, which is not observed. The ϕ pattern described in this study is more consistent with the hotspot-referenced plate motions, i.e., with a westward or south-westward plate motion vector that should explain a passive mantle flow around the slab. This plate motion direction is also compatible with the anisotropy pattern observed by Walker et al. (2005) around the Eifel hotspot in Germany and interpreted as an interaction between a mantle upwelling and the Eurasian plate motion toward WSW direction. Even though the trend of ϕ is compatible with a model of plate drag toward the SW and a passive asthenosphere (hypothesis illustrated Fig. 7a), the strength and broadness of the observed δt illustrated in Figs. 5 and 6 suggest a rather strong flow, which may be not consistent with the slow (<20 mm/yr) Eurasian plate motion. An alternative – and likely non exclusive – explanation to a present-day passive asthenospheric flow around the slab is therefore to infer a regional active flow that may have various origins: i) the subducting European lithosphere appears discontinuous beneath the Western Alps (Lippitsch et al., 2003) in the seismic tomographies and could suggest the detachment of the European slab at approximately 110–150 km depth, that could be

presently freely falling in the upper mantle, inducing flow around it (schematized Fig. 7b). ii) The westward retreat of the Eurasian slab could be forced by the toroidal flow expelled by the Apennine slab rollback (hypothesis schematized Fig. 7c) (Funicello et al., 2006; Piromallo et al., 2006; Vignaroli et al., 2008). The contemporaneous bending of the Western Alps and the rotation of the Corsica–Sardinia lithospheric blocks deduced from paleomagnetic data (e.g., Maffione et al., 2008) strongly suggest close relationships between the built up of the Alps and Apennines, in particular through the two opposite and contemporary rollbacks. As suggested by Jolivet et al. (2009), the Neogene eastward retreat of the Apennine slab may have simultaneously induced a suction effect of the asthenospheric mantle lying beneath the fore-arc side of the Alpine subduction and a forced westward return flow on the back-arc side of the Alpine subduction, i.e., beneath the Po plain. This hypothesis could be tested by investigating the anisotropy pattern above the backarc side of the Alpine subduction, across the Po plain in Northern Italy, where one could expect subduction-perpendicular trending ϕ , i.e., EW-trending fast directions.

Interestingly, the strong variation of SKS splitting parameters at PCP station in the Voltri massif in the Ligurian Alps (Fig. 3 and Supplementary Fig. S3) is correlated with event backazimuth and can

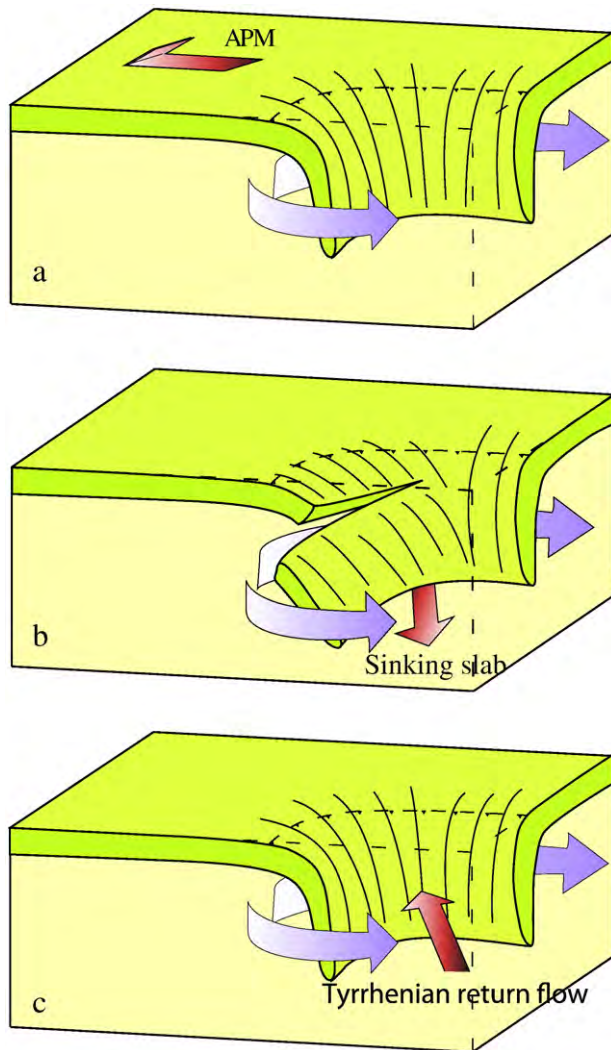


Fig. 7. Schematic bloc diagrams with roughly EW and NS cross sections presenting hypothetical processes that could explain the belt-parallel mantle flow beneath the Western Alps. a) The toroidal flow may be induced by the keel effect of the European slab moving in the direction of the absolute plate motion (APM) of the Eurasian plate. b) The belt-parallel anisotropy may result from the detachment of the sinking European slab, inducing a mantle flow around it. c) Anisotropic pattern may result from the interaction between the rollbacks of the European and Apennines slabs.

represent the various impacts from the above hypotheses. It lies in a particularly interesting transitional domain between the Alps and the Apennines that has been described as having accommodated strong \approx EW extension due to the opposite migrations of the eastward dipping Alpine slab and westward-dipping and eastward-retreating Tyrrhenian slabs during Cenozoic times (Jolivet et al., 2009; Vignaroli et al., 2008). The strong variation of splitting measurements (Fig. 3 and Supplementary Figs. S2 and S5) observed at PCP is correlated with event backazimuth: i) events arriving at PCP from the SW provide ϕ ranging between EW to N110°E, i.e., with a signature very similar to stations further west in SE France (Barruol et al., 2004) that could represent the asthenospheric anisotropy beneath the Eurasian slab in SE France, ii) events arriving at PCP from the east show N110°E trending ϕ , similar to what is observed further east in the Apennines (Plomerova et al., 2006; Salimbeni et al., 2008) and that could correspond to the anisotropy beneath the Apennine slab, and iii) events arriving at PCP in the NE quadrant show \approx N060°E trending ϕ , that could represent the present-day toroidal flow escaping from behind the retreating Apennine slab or a past, Neogene, vertical strike slip deformation induced by the relative motion between the two subductions of opposite polarities.

5. Conclusions

Systematic SKS splitting measurements at the Western Alps broadband stations provide a coherent picture of upper mantle flow beneath this halted orogen. The anisotropy pattern is characterized by a dominant belt-parallel fast split directions and by strong delay times beneath the external units of the belt. We propose that this pattern is dominated by sublithospheric mantle flow induced by present or recent relative motion between the subducting Eurasian lithosphere and the surrounding asthenospheric mantle. The issue relative to the active and/or past nature of the asthenospheric flow cannot be solved by anisotropy alone since both should generate similar signature. The clear SKS anisotropy pattern mimicking the shape of the Alpine mountain belt, the build-up of which has ended, suggests that mantle strain may be preserved as long as subsequent thermal or tectonic event does not reactivate it. In the larger frame of the Mediterranean tectonics, this work proposes a new arc-shaped mantle flow beneath a continental collision, controlled by the interaction between retreating slabs and the sublithospheric mantle, as what has been observed beneath Calabria (Baccheschi et al., 2007; Civello and Margheriti, 2004), the Apennines (Margheriti et al., 1996, 2003; Plomerova et al., 2006; Salimbeni et al., 2007), Gibraltar arc (Buontempo et al., 2008; Diaz et al., 2010), and the Aegean (Hatzfeld et al., 2001; Schmid et al., 2004). This confirms that large-scale tectonics induced by slab displacements within the upper mantle is a dominant process that shaped the whole Mediterranean area.

Supplementary materials related to this article can be found online at doi:10.1016/j.epsl.2010.12.040.

Acknowledgements

The facilities of the Swiss Digital Seismic Network and of the Regional Seismic network of Northern Italy were used for access to the waveforms and metadata required in this study for the Swiss and Italian stations. French broadband seismic data were provided by the GeoAzur, ReNaSS, GEOSCOPE and LGIT data centers. Thanks for the online availability and the high quality of all of these data. This paper benefited from discussions with Renaud Cabay and from constructive comments from C. Faccenna and an anonymous reviewer. SplitLab software and the SKS splitting database are freely available at <http://www.gm.univ-montp2.fr/splitting/>.

References

- Alsina, D., Snieder, R., 1995. Small-scale sublithospheric continental mantle deformation: constraints from SKS splitting informations. *Geophys. J. Int.* 123, 431–448.
- Baccheschi, P., Margheriti, L., Steckler, M.S., 2007. Seismic anisotropy reveals focused mantle flow around the Calabrian slab (Southern Italy). *Geophys. Res. Lett.* 34 (5), L05302, doi:10.1029/2006gl028899.
- Barruol, G., Granet, M., 2002. A Tertiary asthenospheric flow beneath the southern French Massif Central indicated by upper mantle seismic anisotropy and related to the west Mediterranean extension. *Earth Planet. Sci. Lett.* 202 (1), 31–47, doi:10.1016/S0012-821X(02)00752-5.
- Barruol, G., Hoffmann, R., 1999. Seismic anisotropy beneath the Geoscope stations from SKS splitting. *J. Geophys. Res.* 104, 10757–10774.
- Barruol, G., Silver, P.G., Vauchez, A., 1997. Seismic anisotropy in the eastern US: deep structure of a complex continental plate. *J. Geophys. Res.* 102, 8329–8348.
- Barruol, G., Deschamps, A., Coutant, O., 2004. Mapping Upper mantle anisotropy beneath SE France by SKS splitting indicates a Neogene asthenospheric flow induced by the Apenninic slab rollback and deflected by the deep Alpine roots. *Tectonophysics* 394 (1–2), 125–138, doi:10.1016/j.tecto.2004.08.002.
- Ben Ismail, W., Mainprice, D., 1998. An olivine fabric database: an overview of upper mantle fabrics and seismic anisotropy. *Tectonophysics* 296, 145–157.
- Buontempo, L., Bokelmann, G.H.R., Barruol, G., Morales, J., 2008. Seismic anisotropy beneath Southern Iberia from SKS splitting. *Earth Planet. Sci. Lett.* 273 (3–4), 237–250, doi:10.1016/j.epsl.2008.06.024.
- Buttles, J., Olson, P., 1998. A laboratory model of subduction zone anisotropy. *Earth Planet. Sci. Lett.* 164, 245–262.
- Civello, S., Margheriti, L., 2004. Toroidal mantle flow around the Calabrian slab (Italy) from SKS splitting. *Geophys. Res. Lett.* 31, L10601, doi:10.1029/2004GL019607.
- Dautria, J.-M., Liotard, J.-M., Bosch, D., Alard, O., 2010. 160 Ma of sporadic basaltic activity on the Languedoc volcanic line (Southern France): a peculiar case of

- lithosphere–asthenosphere interplay. *Lithos* 120 (1–2), 202–222, doi:10.1016/j.lithos.2010.04.009.
- Debayle, E., Kennett, B.L.N., Priestley, K., 2005. Global azimuthal seismic anisotropy and the unique plate-motion deformation of Australia. *Nature* 433, 509–512, doi:10.1038/nature03247.
- Diaz, J., Gallart, J., Villaseñor, A., Mancilla, F., Pazos, A., Cordoba, D., Pulgar, J., Ibarra, P., Harnafi, M., 2010. Mantle dynamics beneath the Gibraltar Arc (western Mediterranean) from shear-wave splitting measurements on a dense seismic array. *Geophys. Res. Lett.* 37 (L18304), doi:10.1029/2010GL044201.
- Faccenna, C., Becker, T.W., Lucente, F.P., Jolivet, L., Rossetti, F., 2001. History of subduction and Back-arc extension in the Central Mediterranean. *Geophys. J. Int.* 145, 809–820.
- Faccenna, C., Piromallo, C., Crespo-Blanc, A., Jolivet, L., Rossetti, F., 2004. Lateral slab deformation and the origin of the western Mediterranean arcs. *Tectonics* 23 (TC1012), doi:10.1029/2002TC001488.
- Ferrandini, J., Gattacceca, J., Ferrandini, M., Deino, A., Janin, M.C., 2003. Chronostratigraphy and paleomagnetism of Oligo-Miocene deposits of Corsica (France): geodynamic implications for the liguro-provençal basin spreading. *Bull. Soc. Geol. Fr.* 174 (4), 357–371.
- Fry, B., Deschamps, F., Kissling, E., Stehly, L., Giardini, D., 2006. Layered azimuthal anisotropy of Rayleigh wave phase velocities in the European Alpine lithosphere inferred from ambient noise. *Earth Planet. Sci. Lett.* 297, 95–102, doi:10.1016/j.epsl.2010.06.008.
- Funicello, F., Moroni, M., Piromallo, C., Faccenna, C., Cenedese, A., Bui, H.A., 2006. Mapping mantle flow during retreating subduction: laboratory models analyzed by feature tracking. *J. Geophys. Res.* 111, B03402, doi:10.1029/2005jb003792.
- Gattacceca, J., Deino, A., Rizzo, R., Jones, D.S., Henry, B., Beaudoin, B., Vadeboin, F., 2007. Miocene rotation of Sardinia: new paleomagnetic and geochronological constraints and geodynamic implications. *Earth Planet. Sci. Lett.* 258 (3–4), 359–377, doi:10.1016/j.epsl.2007.02.003.
- Gripp, A.E., Gordon, R.G., 1990. Current plate velocities relative to the hotspots incorporating the Nuvel-1 global plate motion model. *Geophys. Res. Lett.* 17, 1109–1112.
- Gripp, A.E., Gordon, R.B., 2002. Young tracks of hotspots and current plate velocities. *Geophys. J. Int.* 150, 321–361.
- Hatzfeld, D., Karagianni, E., Kassaras, I., Kiratzi, A., Louvari, E., Lyon-Caen, H., Makropoulos, K., Papadimitriou, P., Bock, G., Priestley, K., 2001. Shear wave anisotropy in the upper mantle beneath the Aegean related to internal deformation. *J. Geophys. Res.* 106 (12), 30737–30753.
- Ivan, M., Popa, M., Ghica, D., 2008. SKS splitting observed at romanian broad-band seismic network. *Tectonophysics* 462, 89–98, doi:10.1016/j.tecto.2007.12.015.
- Jolivet, L., Faccenna, C., Piromallo, C., 2009. From mantle to crust: stretching the Mediterranean. *Earth Planet. Sci. Lett.* 285, 198–209, doi:10.1016/j.epsl.2009.06.017.
- Kreemer, C., Holt, W.E., Haines, A.J., 2003. An integrated global model of present-day plate motions and plate boundary deformation. *Geophys. J. Int.* 154 (1), 8–34.
- Kummerow, J., Kind, R., 2006. Shear wave splitting in the Eastern Alps observed at the TRANSALP network. *Tectonophysics* 414 (1–4), 117–125.
- Lippitsch, R., Kissling, E., Ansorge, J., 2003. Upper mantle structure beneath the Alpine orogen from high resolution teleseismic tomography. *J. Geophys. Res.* 108 (B8), 2376, doi:10.1029/2002JB002016.
- Lucente, F.P., Margheriti, L., Piromallo, C., Barruol, G., 2006. Seismic anisotropy reveals the long route of the slab through the western-central Mediterranean mantle. *Earth Planet. Sci. Lett.* 241 (3–4), 517–529, doi:10.1016/j.epsl.2005.10.041.
- Maffione, M., Speranza, F., Faccenna, C., Cascella, A., Vignaroli, G., Sagnotti, L., 2008. A synchronous Alpine and Corsica-Sardinia rotation. *J. Geophys. Res.* 113 (B03104), doi:10.1029/2007jb005214.
- Mainprice, D., Barruol, G., Ben Ismail, W., 2000. The seismic anisotropy of the Earth's mantle: from single crystal to polycrystal. In: Karato, S.I., Forte, A., Liebermann, R.C., Masters, G., Stixrude, L. (Eds.), *Earth's Deep Interior: Mineral Physics and Tomography from the Atomic to the Global Scale*. Geophysical Monograph, AGU, Washington, D.C., pp. 237–264.
- Margheriti, L., Nostro, C., Cocco, M., Amato, A., 1996. Seismic anisotropy beneath the northern Apennines (Italy) and its tectonic implications. *Geophys. Res. Lett.* 23, 2721–2724.
- Margheriti, L., Lucente, F.P., Pondrelli, S., 2003. SKS splitting measurements in the Apenninic–Tyrrhenian domain (Italy) and their relation with lithospheric subduction and mantle convection. *J. Geophys. Res.* 108 (B4), 2218, doi:10.1029/2002JB001793.
- Masson, F., Verdun, J., Bayer, R., Debeglia, N., 1999. Une nouvelle carte gravimétrique des Alpes occidentales et ses conséquences structurales et tectoniques. *CR Acad. Sci. Paris* 329, 865–871.
- Matte, P., 1986. Tectonics and plate tectonics model for the Variscan belt of Europe. *Tectonophysics* 126, 329–374.
- Nicolas, A., Christensen, N.I., 1987. Formation of anisotropy in upper mantle peridotites – a review. In: Fuchs, K., Froidevaux, C. (Eds.), *Composition, Structure and Dynamics of the Lithosphere–Asthenosphere System*. Geodyn. Ser. AGU, Washington, D. C., pp. 111–123.
- Pedersen, H.A., Coutant, O., Deschamps, A., Soulaige, M., Cotte, N., 2003. Measuring surface wave phase velocities beneath small broad-band arrays: tests of an improved algorithm and application to the French Alps. *Geophys. J. Int.* 154 (3), 903–912.
- Piromallo, C., Faccenna, C., 2004. How deep can we find the traces of Alpine subduction? *Geophys. Res. Lett.* 31, L06605, doi:10.1029/2003GL019288.
- Piromallo, C., Morelli, C., 2003. P wave tomography of the mantle under the Alpine–Mediterranean area. *J. Geophys. Res.* 108 (B2), 2065, doi:10.1029/2002JB001757.
- Piromallo, C., Becker, T.W., Funicello, F., Faccenna, C., 2006. Three-dimensional instantaneous mantle flow induced by subduction. *Geophys. Res. Lett.* 33, L08304, doi:10.1029/2005gl025390.
- Plomerova, J., Margheriti, L., Park, J., Babuska, V., Pondrelli, S., Vecsey, L., Piccinini, D., Levin, V., Baccheschi, P., Salimbeni, S., 2006. Seismic anisotropy beneath the Northern Apennines (Italy): mantle flow or lithosphere fabric? *Earth Planet. Sci. Lett.* 247 (1–2), 157–170, doi:10.1016/j.epsl.2006.04.023.
- Salimbeni, S., Pondrelli, S., Margheriti, L., Levin, V., Park, J., Plomerova, J., Babuska, V., 2007. Abrupt change in mantle fabric across northern Apennines detected using seismic anisotropy. *Geophys. Res. Lett.* 34 (7), L07308.
- Salimbeni, S., Pondrelli, S., Margheriti, L., Park, J., Levin, V., 2008. SKS splitting measurements beneath Northern Apennines region: a case of oblique trench-retreat. *Tectonophysics* 462 (1–4), 68–82, doi:10.1016/j.tecto.2007.11.075.
- Savage, M.K., 1999. Seismic anisotropy and mantle deformation: what have we learned from shear wave splitting? *Rev. Geophys.* 37, 65–106.
- Schellart, W.P., 2008. Kinematics and flow patterns in deep mantle and upper mantle subduction models: influence of the mantle depth and slab to mantle viscosity ratio. *Geochem. Geophys. Geosyst.* 9 (Q03014), doi:10.1029/2007gc001656.
- Schmid, C., Van der Lee, S.F., Giardini, D., 2004. Delay times and shear wave splitting in the Mediterranean region. *Geophys. J. Int.* 159, 275–290.
- Silver, P.G., 1996. Seismic anisotropy beneath the continents: probing the depths of geology. *Ann. Rev. Earth Planet. Sci.* 24, 385–432.
- Silver, P.G., Chan, W.W., 1991. Shear wave splitting and subcontinental mantle deformation. *J. Geophys. Res.* 96, 16429–16454.
- Silver, P.G., Mainprice, D., Ben Ismail, W., Tommasi, A., Barruol, G., 1999. Mantle structural geology from seismic anisotropy. In: Fei, Y., Bertka, C., Mysen, B. (Eds.), *Mantle Petrology: Field Observations and High Pressure Experimentation: A Tribute to Francis R. (Joe) Boyd*. Stony Brooks, pp. 79–103.
- Spakman, W., Van der Lee, S., Van der Hilst, R., 1993. Travel-time tomography of the European Mediterranean mantle down to 1400 km. *Phys. Earth Planet. Int.* 79 (1–2), 3–74.
- Stehly, L., Fry, B., Campillo, M., Shapiro, N.M., Guilbert, J., Boschi, L., Giardini, D., 2009. Tomography of the Alpine region from observations of seismic ambient noise. *Geophys. J. Int.* 178 (1), 338–350, doi:10.1111/j.1365-246X.2009.04132.x.
- Tesauro, M., Kaban, M.K., Cloetingh, S., 2008. EuCRUST-07: a new reference model for the European crust. *Geophys. Res. Lett.* 35, L05313, doi:10.1029/2007GL032244.
- Thouvenot, F., Paul, A., Frechet, J., Bethoux, N., Jenatton, L., Guiguet, R., 2007. Are there really superposed Mohos in the southwestern Alps? New seismic data from fan-profiling reflections. *Geophys. J. Int.* 170 (3), 1180–1194, doi:10.1111/j.1365-246X.2007.03463.x.
- Vauchez, A., Bufalo, M., 1988. Charriage crustal, anatexis et décrochement ductile dans les Maures orientales (Var, France) au cours de l'orogène Varisque. *Geol. Rundsch.* 77, 45–62.
- Vignaroli, G., Faccenna, C., Jolivet, L., Piromallo, C., Rossetti, F., 2008. Subduction polarity reversal at the junction between the Western Alps and the Northern Apennines, Italy. *Tectonophysics* 450 (1–4), 34–50, doi:10.1016/j.tecto.2007.12.012.
- Waldhauser, F., Kissling, E., Ansorge, J., Mueller, S., 1998. Three dimensional interface modelling with two-dimensional seismic data: the Alpine crust–mantle boundary. *Geophys. J. Int.* 135, 264–278.
- Walker, K.T., Bokelmann, G.H.R., Klemperer, S.L., Bock, G., 2005. Shear-wave splitting around the Eifel hotspot: evidence for a mantle upwelling. *Geophys. J. Int.* 163, doi:10.1111/j.1365-246X.2005.02636.x.
- Wortel, M.J.R., Spakman, W., 2000. Subduction and Slab Detachment in the Mediterranean–Carpathian Region. *Science* 290 (5498), 1910–1917.
- Wuestefeld, A., Al-Harasi, O., Verdon, J.P., Wookey, J., Kendall, J.M., 2010. A strategy for automated analysis of passive microseismic data to image seismic anisotropy and fracture characteristics. *Geophys. Prospect.* 58 (5), 755–773, doi:10.1111/j.1365-2478.2010.00891.x.
- Wüstefeld, A., Bokelmann, G.H.R., Zaroli, C., Barruol, G., 2008. SplitLab: a shear-wave splitting environment in Matlab. *Comput. Geosci.* 34, 515–528, doi:10.1016/j.cageo.2007.08.002.
- Wüstefeld, A., Bokelmann, G.H.R., Barruol, G., Montagner, J.P., 2009. Identifying global seismic anisotropy patterns by correlating shear-wave splitting and surface-wave data. *Phys. Earth Planet. Int.* 176, 198–212, doi:10.1016/j.pepi.2009.05.006.

Abstract :

This work provides new constraints on the development and on the distribution of the deformation in the upper mantle and particularly beneath transform plate boundaries. USArray experiment and the remarkable increase of the dataset in California for the past ten years allowed us to scrutinize the lateral variations of the anisotropy in the vicinity of the San Andreas Fault zone. We have confirmed and increased the detection of two layers of anisotropy beneath this plate boundary. The first layer, located in the lithosphere, is related to the deformation induced at the fault, and the other one, located in the asthenosphere, is coherent with the anisotropy observed far from it, its origin is however less clear. We show that the deformation zone associated both to the San Andreas, Calaveras and Hayward Faults, is likely 40 km wide at 70 km depth. We then performed numerical thermomechanical modeling (ADELI) of the displacement of a transform plate boundary associated with the computation of the development of crystallographic fabrics using a viscoplastic self-consistent approach (VPSC). We analyzed the distribution of the deformation in the model and looked after the possible interactions at depth between deformation caused at surface by the strike-slip dynamic of the fault and the shearing at the base of the lithosphere caused by the horizontal displacement of the plates. Elastic properties derived from the crystallographic fabrics modeled, show that such interactions exist and induce, beneath the fault zone, a progressive rotation of the crystallographic fabrics with depth. Seismological signature of these smooth rotations is however not relevant with the presence of two anisotropic layers as proposed beneath California. We thus consider that a decoupling zone exists between the lithosphere and the asthenosphere beneath the California to account for the sharp separation between a lithospheric and an asthenospheric deformation. We furthermore estimate that anisotropy observed far from the San Andreas Fault in California cannot be explained only by the drag of the asthenosphere by the North America lithosphere as proposed in our article. Indeed, we can only expect few tenths of second of splitting delay from the anisotropic properties derived from the numerical modeling of a plate moving in the same direction and in the same velocity than the North American lithosphere only for 10 Ma of displacement. As delays observed in California rather reach 1.5 s, anisotropy in this region thus requires the existence of an active asthenospheric flow to be explained.

KEYWORDS: seismic anisotropy, shear wave splitting, transform plate boundaries, deformation, numerical modeling, petrophysics

Résumé :

Le travail réalisé pendant cette thèse a permis d'apporter de nouvelles contraintes sur le développement et la distribution de la déformation dans le manteau supérieur et plus particulièrement au niveau des grandes limites de plaques décrochantes. Grâce à l'apport de l'expérience USArray et d'une dizaine d'années d'enregistrements sismologiques supplémentaires, nous avons pu étudier, de manière précise, les variations d'anisotropie dans le voisinage de la Faille de San Andreas. Nous avons confirmé et étendu l'observation de deux couches anisotropes sous cette limite de plaque. On y observe une première couche localisée dans la lithosphère marquant la déformation induite à la limite de plaque, et une autre, asthénosphérique, cohérente avec l'anisotropie observée loin de la faille et d'origine plus discutée. Nous avons montré que la zone de déformation associée aux failles de San Andreas, Calaveras et d'Hayward a, vraisemblablement, une largeur d'au moins 40 kilomètres en base de lithosphère, sous chacune de ces failles. Nous avons ensuite procédé à la modélisation thermomécanique (ADELI) de la migration d'une limite de plaques décrochante couplée à une modélisation du développement de fabriques cristallographiques par une approche viscoplastique auto-cohérente (VPSC). Ceci nous a permis d'y observer le développement de la déformation et les conséquences des possibles interactions entre la déformation décrochante en surface et le cisaillement en base de lithosphère dû au déplacement horizontal des plaques. Les propriétés élastiques déduites des fabriques cristallographiques modélisées montrent que de telles interactions existent et provoquent, sous la limite de plaques, une rotation des orientations cristallographiques avec la profondeur. Le signal associé à ces rotations progressives n'est toutefois pas cohérent avec la présence de deux couches d'anisotropie comme proposée sous la faille de San Andreas. Nous pensons par conséquent qu'il existe, sous la Californie, une zone de découplage entre la lithosphère et l'asthénosphère, permettant d'individualiser une déformation lithosphérique d'une déformation asthénosphérique. Nous estimons, en outre, que l'anisotropie observée dans l'asthénosphère sous la Californie ne peut être expliquée seulement par le cisaillement induit par le déplacement de la lithosphère Nord Amérique. En effet, les propriétés anisotropes obtenues par modélisation à partir d'une plaque se déplaçant dans une direction et une vitesse proche de celle de la plaque Amérique du Nord montrent qu'on ne peut espérer guère plus que quelques dixièmes de seconde de délai au bout de 10 Ma de déplacement. Les déphasages mesurés en Californie étant de l'ordre de 1,5 s, il est donc nécessaire d'invoquer la présence d'écoulements mantelliques actifs sous cette région.

MOTS CLEFS : anisotropie sismique, déphasage des ondes de cisaillement, limite de plaque décrochante, déformation, modélisation numérique, pétrophysique